UNTERSUCHUNG DER (d, α) – REAKTIONEN AN DEN KERNEN ^{10}B, ^{11}B, ^{12}C UND ^{13}C UND DER REAKTION ^{13}C (p, α) ^{10}B UND IHRE MIKROSKOPISCHE UND SEMIMIKROSKOPISCHE ANALYSE

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors

der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik

der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Salah Embaby Soliman Abd el–kariem

aus Giza, Ägypten

1984

UNTERSUCHUNG DER (d, α) – REAKTIONEN AN DEN KERNEN ^{10}B, ^{11}B, ^{12}C UND ^{13}C UND DER REAKTION ^{13}C (p, α) ^{10}B UND IHRE MIKROSKOPISCHE UND SEMIMIKROSKOPISCHE ANALYSE

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors

der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik

der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Salah Embaby Soliman Abd el–kariem

aus Giza, Ägypten

1984

Gedruckt mit Unterstützung
des Deutschen Akademischen Austauschdienstes (DAAD).

Tag der mündlichen Prüfung: 28. Juli 1984

Dekan:	Prof. Dr. K.-H. Herrmann
1. Berichterstatter:	Prof. Dr. G. Staudt
2. Berichterstatter:	Prof. Dr. G.J. Wagner

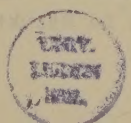
Inhalt

	Seite
I. Einleitung	1
II. Experimenteller Aufbau	5
1. Messanordnung in Heidelberg	5
2. Messanordnungen in Jülich und Hamburg	12
3. Targets	32
4. Datenverarbeitung und Auswertung	36
III. Experimentelle Ergebnisse und Vergleich mit anderen Messungen	39
1. Die Reaktion $^{10}B(d,\alpha)^{8}Be$	39
2. Die Reaktion $^{11}B(d,\alpha)^{9}Be$	42
3. Die Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$	46
4. Die Reaktion $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$	53
5. Die Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$	60
IV. Theorie des Mehrteilchentransfers, DWBA-Rechnungen	78
1. Zweiteilchen-Transferreaktionen	78
2. Dreiteilchen-Transferreaktionen	91
3. DWBA-Rechnungen	96
V. Analyse und Diskussion der Ergebnisse	107
1. Übergänge zum Restkern ^{8}Be: $^{10}B(d,\alpha)^{8}Be$	108
2. Übergänge zum Restkern ^{9}Be: $^{11}B(d,\alpha)^{8}Be$	113
3. Übergänge zum Restkern ^{10}B: $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ und $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$	117
4. Übergänge zum Restkern ^{11}B: $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$	146
VI. Zusammenfassung	153
Danksagung	156
Literatur	157
Lebenslauf	160

I. EINLEITUNG

Kernreaktionen, bei denen einzelne Nukleonen oder Nukleonengruppen zwischen Projektil und Targetkern ausgetauscht werden, nennt man Transferreaktionen. Gibt das Projektil Teilchen an den Targetkern ab, spricht man von einem Strippingprozess, nimmt es Teilchen vom Targetkern auf, nennt man den Prozess eine Pickup-Reaktion. Im Gegensatz zu den Compoundkern-Reaktionen sind Transferreaktionen schnell ablaufende direkte Reaktionen. Transferreaktionen kann man auffassen als verallgemeinerte Streuprozesse, als Streuprozesse mit Teilchenaustausch. Sie lassen sich mit Hilfe der DWBA (Distorted Wave Born Approximation)-Reaktionstheorie beschreiben. Dabei wird die Übergangsamplitude zwischen Anfangs- und Endzustand des Systems, die in dieser Beschreibung Zustände der elastischen Streuung (distorted waves) sind, in Bornscher Näherung berechnet. Die Übergangsamplitude hängt von den Quantenzahlen und den Wellenfunktionen von Target- und Endkern ab. Die Beobachtung der Anregungsenergie, der Form der Winkelverteilung und der Übergangsstärke läßt sich mit Voraussagen von Kernmodellen insbesondere des Schalenmodells vergleichen und bildet somit einen Test auf die Richtigkeit der den Schalenmodell-Rechnungen zugrundeliegenden Wellenfunktionen. Die experimentelle Untersuchung von Transferreaktionen und ihre Interpretation im Rahmen der DWBA-Theorie hat deshalb in den letzten zwanzig Jahren wichtige Informationen über die Struktur der Atomkerne geliefert.

Die einfachsten Transferreaktionen sind solche, bei denen nur ein Nukleon zwischen Projektil und Targetkern übertragen wird. Diese Einteilchen-Transferreaktionen führen zu selektiven Anregungen von Einteilchen- oder Einlochzuständen im Restkern. Ihre Untersuchung ermöglicht deshalb eine Aussage über die entsprechende Nukleonenkonfiguration, die einem solchen Zustand entspricht. Die Stärke des Übergangs ist proportional der Wahrscheinlichkeit, mit der diese Restkernkonfiguration aus der Konfiguration des Targetkerns und dem transferierten Nukleon



gebildet werden kann (coefficient of fractional parentage: cfp, Spektroskopische Amplitude: A). Der DWBA-Wirkungsquerschnitt besteht aus einem Produkt zweier Faktoren: Der erste Term, der spektroskopische Faktor ($S = |A|^2$), enthält die Kernstruktur-Information, der zweite Faktor enthält die Information über die Reaktionskinematik und beschreibt über den transferierten Drehimpuls die Form der Winkelverteilung. Diese Faktorisierung des Wirkungsquerschnitts in einen Struktur- und einen Kinematikanteil vereinfacht die Interpretation der Messergebnisse. Andererseits ergibt sich daraus, daß aus der Untersuchung von Einteilchen-Transferreaktionen keine Aussagen über die Phasen der spektroskopischen Amplituden gewonnen werden können

Dies gelingt durch die Untersuchung von Mehrteilchen-Transferprozessen. Eine mikroskopische Theorie des einfachsten Mehrteilchen-Transferprozesses, der Zweinukleonen-Transferreaktion, wurde von Glendenning /1/ entwickelt. Eine ausführliche Beschreibung findet sich bei Towner und Hardy /2/. Bei diesem Reaktionstyp können zur Anregung eines bestimmten Endkernzustandes eine Reihe von Zweiteilchen-Konfigurationen mitwirken, deren Beiträge sich kohärent überlagern. Das hat zur Folge, daß jetzt auch die relativen Phasen der spektroskopischen Amplituden von Bedeutung sind, daß die Untersuchung von Zweiteilchen-Transferreaktionen also zusätzliche Informationen über Nukleonenkorrelationen liefert. Außerdem lassen sich Kernzustände anregen, die durch den Einteilchen-Transferprozess nicht angeregt werden können: Zwei-Teilchen- bzw. Zwei-Lochzustände. Andererseits geht im allgemeinen in der mikroskopischen Beschreibung des Zweiteilchentransfers die Faktorisierung des Wirkungsquerschnitts in einen Struktur- und einen Kinematik-Anteil verloren, was eine einfache Interpretation der Messergebnisse erschwert. Diesen Nachteil vermeidet die semimikroskopische Näherung: bei dieser wird die spektroskopische Amplitude für den Zweinukleonen-Transfer weiterhin mikroskopisch berechnet, die radialen Wellenfunktionen der transferierten Nukleonen jedoch durch eine Zweiteilchen-"cluster"-Wellenfunktion approximiert. In dieser Näherung wird wieder eine Faktorisierung in Struktur- und Kinematikanteil erreicht.

Dreiteilchen-Transferreaktionen besitzen noch mehr Freiheitsgrade. Entsprechend groß ist die Zahl der Dreinukleonen-Konfigurationen, die zur Beschreibung eines bestimmten Kernzustandes beiträgt. Eine mikroskopische Theorie des Dreiteilchen-Transfers wurde von Falk /3/ angegeben und von Oberhummer /4/ weiterentwickelt. Das mikroskopische Verfahren von Bayman und Kallio /5/ zur Beschreibung von Zweinukleon-Transferprozessen wurde von P. A. Smith /6/, Bayman et al. /7/ und von Kunz et al. /8/ zur mikroskopischen Beschreibung von Dreiteilchen-Transferreaktionen erweitert.

Ein semimikroskopisches Modell, das Kohärenzeffekte zwischen Einteilchenkonfigurationen und kollektiven Zweiteilchenanregungen berücksichtigt, wurde von Smits et al. /9/ angegeben. Bei leichten Kernen wurde ein semimikroskopisches Verfahren entwickelt, bei der die spektroskopische Amplitude im SU3-Schema berechnet wird /10-12/. Eine Reihe von (p,α)- und (α,p)-Reaktionen wurde auf diese Art analysiert /9,11,13,14/.

In der vorliegenden Arbeit werden einige Zweiteilchen-Transferreaktionen von Typ (d,α) am Kern ^{10}B bei 16 MeV und an den drei Kernen ^{11}B, ^{12}C, ^{13}C bei einer Einschussenergie von 24 MeV und die Dreiteilchentransferreaktion $^{13}C(p,\alpha)\,^{10}B$ bei acht Energien zwischen 16 und 45 MeV untersucht. Zweiteilchentransferreaktionen lassen sich nach ihrem Isospin-Transfer ΔT unterscheiden: Für (d,α)- und (α,d)-Reaktionen gilt $\Delta T = 0$, entsprechend muß das transferierte Proton-Neutron-Paar zum resultierenden Spin S = 1 koppeln. Für (p,t)- und (n,^{3}He)- und ihre Umkehrreaktionen gilt $\Delta T = 1$, das transferierte Di-Neutron bzw. Di-Proton koppelt zu S = 0. Für (p,^{3}He)- bzw. (n,t)-Übergänge und ihre Umkehrreaktionen sind beide ΔT-Übergänge möglich: $\Delta T = 0$ und 1. Entsprechend kann das transferierte Proton-Neutron-Paar zu S = 1 (d-Transfer) und zu S = 0 (d*-Transfer) koppeln. In einer systematischen Untersuchung der (p,^{3}He)-Reaktionen an Kernen der 1p-Schale hat Rapp /15/ die experimentellen Ergebnisse mit mikroskopischen und semimikroskopi-

schen DWBA-Rechnungen unter Verwendung der spektroskopischen Amplituden von Cohen und Kurath /16/ verglichen. Die vorliegenden (d,α)-Messungen, die wegen $\Delta T = 0$ einfacher zu interpretieren sind, sollen diese (p,^{3}He)-Ergebnisse ergänzen. Darüberhinaus soll durch den Vergleich von mikroskopischen und semimikroskopischen Rechnungen eine Aussage über die Güte der semimikroskopischen Näherung bei Zweiteilchen-Transferreaktionen an leichten Kernen erreicht werden. Die Untersuchung der Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ vervollständigt die Ergebnisse aus den (d,α)- und (p,^{3}He)-Messungen an ^{12}C zum Restkern ^{10}B. Die DWBA-Analyse wird mit spektroskopischen Faktoren von Kurath und Millener /17/ durchgeführt. Deren Berechnung liegt der gleiche Satz von Wellenfunktionen zugrunde /18/ wie der Berechnung der spektroskopischen Amplituden für den Zweiteilchen-Transfer. Die gemeinsame Analyse von (d,α)- und (p,α)-Reaktionen (insbesondere unter Verwendung gleicher optischer α-Potentiale) ermöglicht deshalb einen ausführlichen Test der berechneten spektroskopischen Stärken.

In Abschnitt II dieser Arbeit werden die experimentellen Messverfahren beschrieben, in Abschnitt III die experimentellen Ergebnisse angegeben. Im vierten Teil wird die Theorie des Zwei- und Dreiteilchen-Transfers referiert und es werden die in den DBWA-Rechnungen verwendeten Parametersätze zusammengestellt. Im fünften Teil schließlich werden Experiment und Theorie verglichen und die Ergebnisse diskutiert.

I. EXPERIMENTELLER AUFBAU

I.1. Messanordnung in Heidelberg

I.1.1. Der Tandem-Beschleuniger

Die (d,α)-Messungen wurden am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg durchgeführt. Als Teilchenbeschleuniger stand ein zweistufiger Van-de-Graaff-Generator (MP-tandem) zur Verfügung. Eine Penning-Ionenquelle liefert $^{2}H^{-}$-Ionen mit einem maximalen Strom von 60 µA. Diese $^{2}H^{-}$-Ionen werden durch das elektrische Feld zwischen der Quelle und dem auf positiver Hochspannung liegenden Terminal auf die Hälfte ihrer Endenergie beschleunigt. Mit Hilfe einer Stripperfolie wird dort die Elektronenhülle der Ionen abgestreift, danach durchlaufen sie das Feld nochmals in entgegengesetzter Richtung. Die möglichen Terminalspannungen liegen zwischen 3 und 12 MeV, daher kann man Deuteronen mit einer Maximalenergie von 24.0 MeV als Projektile erhalten.

Um einen monoenergetischen Deuteronenstrahl zu bekommen, werden die Teilchen nach diesem Beschleunigungsprozess in einem 90-Grad Magneten umgelenkt und auf diese Weise nach ihrer Energie analysiert. Die Energieunschärfe kann so auf etwa 0.01 % reduziert werden.

Hinter dem Umlenkmagneten ist ein Schaltmagnet angeordnet, mit dessen Hilfe der gewünschte Strahlweg gewählt wird. Im vorliegenden Experiment wurde der Strahl durch Quadrupollinsen zum Target im Vielspaltmagnetspektrographen (Multigap) geführt (Fig. 1). Zur optimalen Fokussierung konnte der Strahl hinter den einzelnen Magnetlinsen und auf dem Targetrechen mit Hilfe von Quarzfenstern ("beam viewer") beobachtet werden, die in den Strahlengang hineingeklappt werden können. Der durch das Target tretende Strom wurde in einem Faraday-Becher ("cup"), der sich am Ende des Strahlrohres befand, gesammelt und während des Experiments aufintegriert.

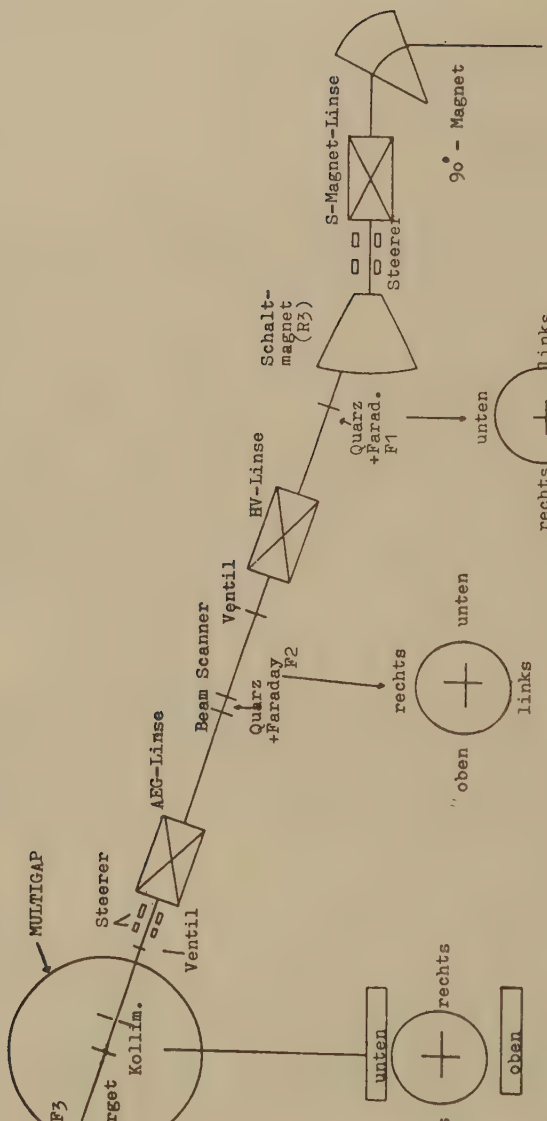


Fig. 1: Strahlführungssystem am Heidelberger MP-Tandem-Beschleuniger.

Aus dieser Gesamtladung wurde nach der Messung eine Aussage über die Anzahl der durch das Target getretenen Deuteronen gewonnen.

II.1.2. Der Vielspaltmagnetspektrograph (Multigap)

Als Nachweisgerät für die austretenden α-Teilchen wurde der Heidelberger Vielspaltmagnetspektrograph ("Multigap") benutzt. Im Multigap werden die während des Experiments aus dem Target austretenden Teilchen in einem kreisförmig begrenzten, homogenen Magnetfeld nach ihrem Impuls selektiert und auf Kernspurplatten (mit Photoemulsion belegten Glasplatten) aufgefangen. Der Ablenkprozess erfolgt nach dem von C. P. Browne und W. W. Buchner /19/ angegebenen Prinzip (Fig. 2). Die Teilchen werden im Magnetfeld auf Grund der Lorentzkraft auf Kreisbahnen unterschiedlicher Radien gezwungen. Der Kreisbahnradius eines Teilchens ist abhängig von dessen Impuls und Ladung und der Stärke des Magnetfeldes. Da die Kernspurplatten ortsfest montiert sind, läßt sich durch die eingestellte Magnetfeldstärke nur ein bestimmter Energiebereich der gewünschten Teilchenart erfassen. Für den Spektrographen beträgt das Verhältnis von maximaler zu minimaler Energie $E_{max}/E_{min} = 2.37$ (siehe Tab. 1).

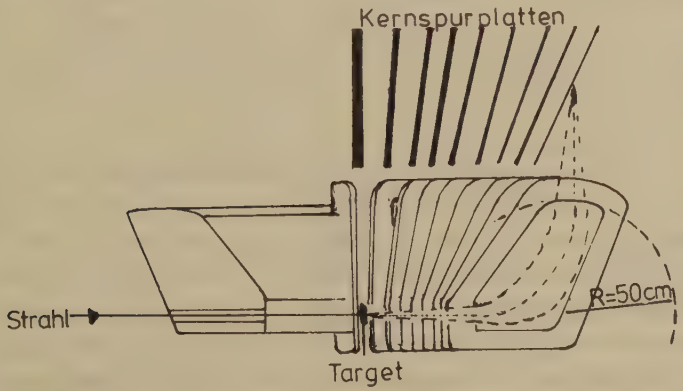


Fig. 2: Schematischer Vertikalschnitt des Multigap

Tabelle 1:

Technische Daten des Multigap

Volumen des kugelförmigen Vakuumtanks		60 m^3
Tankdurchmesser		4.88 m
Gesamtgewicht des Geräts		80 to
Anschlußleistung		max. 300 kw
Vakuum		10^{-5} Torr
Magnetfeldstärke		max. 16 kGauss
erfasster Winkelbereich (29 Spalte)		0 - 172.5 Grad
Raumwinkel am Ort der 90-Grad-Ablenkung		3.66×10^{-4} sterad
Energieauflösung $\Delta E/E$		$1/10^{-3}$
Länge der Fokalebene		1.22 m
erfasster Energiebereich der Reaktionsprodukte $E_{min} : E_{max}$		1 : 2.37
max. umlenkbare Teilchenenergien		95 amu MeV
Magnetfeldstabilisierung		ca. 2×10^{-5}
max. Stromstärke		1900 A
Polschuhradius		78 cm
Durchmesser des Magnettorus'		3.68 m außen
		1.64 m innen
Winkelakzeptanz	vertikal	92 mrad
	horizontal	4 mrad

Im Heidelberger Multigap sind Feldstärken von 2 kG bis 16 kG erreichbar. Die Feldstärke wird mit einer Kernresonanzsonde gemessen. Die Feldstabilität ist besser als 10^{-5}, so daß eine Energieauflösung $\Delta E/E = 10^{-3}$ möglich ist. Das Gerät hat einen Außendurchmesser von 3.68 m, der Innenraum wird auf Hochvakuum gepumpt. Der eigentliche Multigap besteht aus 29 Spalten, die in drei Gruppen unter festen Winkeln zur Strahlrichtung angeordnet sind und so die Reaktionswinkel der aus dem Target tretenden Teilchen festlegen.

Der Raumwinkel pro Spalt beträgt am Ort der 90-Grad Ablenkung 3.66 x 10^{-4} Steradian. Durch diese Aufteilung der Spalte kann während jeder Messung eine vollständige Winkelverteilung von 5.5° bis 172.5°, aufgenommen werden (Fig. 3). Da es möglich ist, in die Kernspurplattenhalter drei Photoplattensätze zu montieren, können drei Winkelverteilungen hintereinander gemessen werden ohne den Multigap belüften zu müssen.

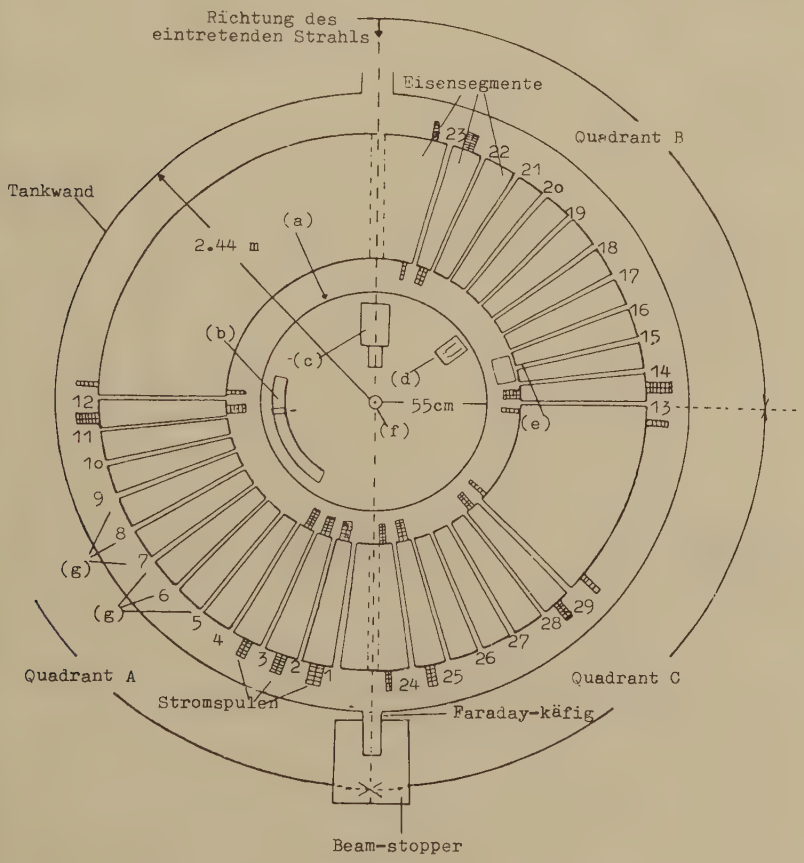


Fig. 3: Schematischer Horizontalschnitt des Multigap. Dabei bezeichnet: (a) Streukammerwand, (b) Zählerbank mit Zählerhäuschen, (c) Blendensystem, (d) Fernsehkamera, (e) Sonde für Feldmessung, (f) Targethalter, (g) Nummern der Spalte.

Es sei angemerkt, daß sich die von der Reaktionskinematik bestimmte Ejektilenergie nur langsam mit dem Beobachtungswinkel ändern darf, wenn man während einer Einstellung eine vollständige Winkelverteilung erhalten möchte. Im Fall der vorliegenden Untersuchung von (d,α)-Reaktionen an ^{11}B, ^{12}C, ^{13}C war diese Bedingung gerade nicht erfüllt: die Ejektilenergie änderte sich vielmehr sehr stark mit dem Winkel, so daß die Winkelverteilungen aller drei Reaktionen in je drei unterschiedlichen Einstellungen gemessen werden mußten.

II.1.3. Auswertung der Kernspurplatten

Nach Beendigung des Experiments wurden die exponierten Kernspurplatten entwickelt und ausgewertet. Die Ejektile erzeugen auf den Platten Spuren, deren Länge von Art und Energie der auslösenden Teilchen abhängt. Diese Teilchenspuren werden unter dem Mikroskop in 0.5 mm Schritten ausgezählt. Hierbei können maximal 1000 Spuren pro 0.5 mm erfaßt werden. Die einzelnen Zählraten werden auf Lochkarten und in Listen festgehalten. Die weitere Auswertung (Darstellung der Spektren, Identifizierung der Linien, Integration usw.) erfolgte an Rechnern mit Hilfe von Auswerteprogrammen. Zur Festlegung der erwarteten Position einer bestimmten Linie sowie zur Berechnung des Winkels im Schwerpunktsystem und des Korrekturfaktors für den CM-Raumwinkel wurde das Programm MULTI verwendet. Dieses Programm berechnet die gewünschten Größen aus der Magnetfeldstärke, der Einschußenergie der Projektile, dem Q-Wert der Reaktion, den Massen der beteiligten Teilchen im Eingangs- und Ausgangskanal und den Anregungsenergien des Restkerns. Hat man mit Hilfe des Programms MULTI einige Linien in einer Anzahl von Spektren identifiziert, so kann man sie danach als Eichlinien für alle anderen möglichen Ausgangskanäle und Reaktionen benutzen.

Der besondere Vorteil der Messung mit den Magnetspektrographen liegt darin, daß mit ihm eine bessere Energieauflösung als mit Halbleiterzählern erreichbar ist. Fig. 4 zeigt als Beispiel hierfür ein Spektrum der Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ bei einer Deuteronenenergie von 24.0 MeV und einem Reaktionswinkel von 13°. Man erkennt, daß in diesem Falle alle Zustände des Restkerns ^{10}B voneinander getrennt werden können. Die Energieauflösung beträgt etwa 50 keV.

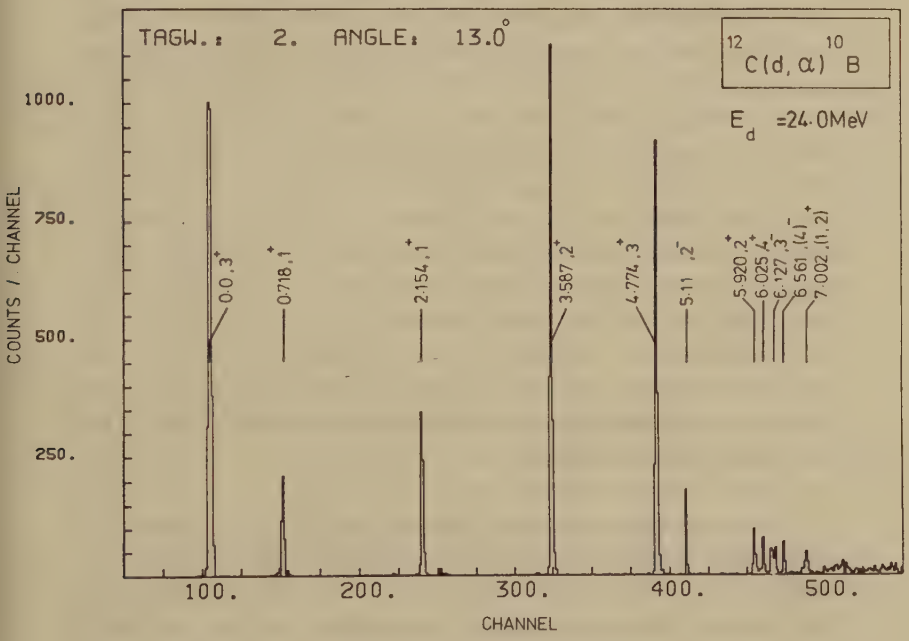


Fig. 4: Spektrum der Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ bei E_d = 24 MeV und $\Theta = 13^{\circ}$.

II.2. Beschleuniger und Messanordnungen in Jülich und Hamburg

Die Messungen im Institut für Kernphysik der Kernforschungsanlage (KFA) Jülich und im I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg wurden in Streukammern unter Verwendung der Isochronzyklotrons JULIC bzw. HAIZY durchgeführt.

Das Konstruktionsprinzip eines Zyklotronbeschleunigers wurde von E. O. Lawrence entwickelt (Berkeley 1930). In seiner einfachsten Form besteht ein Zyklotron aus zwei halbkreisförmigen flachen Dosen ("Dees"), die in einem hochevakuierten Behälter ($p = 10^{-5}$ Torr) zwischen den Polschuhen eines starken Elektromagneten angeordnet sind.

Die geladenen Teilchen werden von einer im Zentrum der Anordnung befindlichen Ionenquelle erzeugt. Ein zwischen den Dees angelegtes Hochfrequenzfeld von hoher Spannung beschleunigt die Partikel. Haben die Projektile auf ihrer Bahn den äußeren Randbereich des Zyklotrons erreicht, so werden sie durch das elektrische Feld eines Ablenkkondensators aus dem Beschleuniger herausgeführt und in das Strahlführungssystem eingespeist.

Die Wirkungsweise des Geräts beruht im einzelnen auf folgendem Prinzip: Im Raumgebiet innerhalb der Dees werden die Teilchen nur durch die Lorentzkraft des Magnetfeldes beeinflußt. Sie beschreiben deshalb Kreisbögen mit dem Radius

$$r = \frac{v \cdot m_o}{qB\sqrt{1 - v^2/c^2}} \qquad (1)$$

Die Kreisfrequenz der Teilchenumläufe ist die Larmorfrequenz

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{qB}{m_o}\cdot\sqrt{1 - v^2/c^2} \qquad (2)$$

In diesen Gleichungen bedeutet m_o die Ruhemasse der Teilchen, v ihre Geschwindigkeit, q die Teilchenladung und B die magnetische Flußdichte.

Im Bahnbereich zwischen den Dees werden die Teilchen durch das elektrische Feld der HF-Spannung beschleunigt. Um dies zu erreichen, müssen die Teilchen beim Passieren dieses Zwischenraums die richtige Phase der Wechselspannung vorfinden, d.h. die Frequenz der angelegten Wechselspannung muß mit der Umlauffrequenz der Teilchen abgestimmt sein. Nach Gleichung (2) ist die Umlauffrequenz konstant, solange die Teilchengeschwindigkeit v gegenüber der Lichtgeschwindigkeit vernachlässigbar klein bleibt. In diesem Fall läßt sich die richtige Phasenlage durch konstantes ω und B erreichen. Mit zunehmender Teilchengeschwindigkeit wird die Bedingung $v/c << 1$ verletzt und die Umlauffrequenz nimmt mit wachsendem v ab. Für diese Teilchen ist im einfachsten Zyklotron mit konstanter Feldfrequenz und konstantem Magnetfeld die Phasenbedingung nicht mehr erfüllt.

Es gibt im wesentlichen zwei Wege, um dieses Problem zu lösen: Im Synchro-Zyklotron wird bei konstantem B die Frequenz der HF-Spannung im gleichen Verhältnis wie die Umlauffrequenz verkleinert. Diese Methode hat den Nachteil, daß kein kontinuierlicher Teilchenstrahl sondern nur ein gepulster Strahl erzeugt werden kann. Daher ist mit dem Synchro-Zyklotron nur eine geringe mittlere Strahlintensität erreichbar. Im Isochron-Zyklotron dagegen wird B in radialer Richtung im gleichen Verhältnis wie die relativistische Massenzunahme vergrößert. Man erhält nach Gleichung (2) wieder konstante Umlauffrequenz der Teilchen.

Dieses radial zunehmende Magnetfeld darf jedoch nicht mehr azimutalsymmetrisch sein, da sonst die radiale Stabilisierungsbedingung für das Zyklotron verletzt wird. Nach L. H. Thomas /20/ werden daher im Isochron-Zyklotron Pol-

schuhe verwendet, die aus Sektoren mit periodisch wechselnden Profilen bestehen. Die umlaufenden Teilchen durchlaufen abwechselnd Sektoren mit schwachem und starkem Feld. Es läßt sich zeigen, daß dann sowohl die Resonanzbedingung erfüllt als auch eine Fokussierung der Teilchen gewährleistet ist.

II.2.1. Isochron-Zyklotron und Strahlführungssystem in Jülich

Die in dieser Arbeit vorgestellten Meßdaten von (p,α)-Reaktionen am ^{13}C wurden am Jülicher Isochron-Zyklotron /21 aufgenommen. Dieses Zyklotron ist in der Lage, Protonen im Energiebereich von 22.5 bis 45.0 MeV mit einer Energieschärfe $\Delta E/E$ von etwa 3×10^{-3} zu erzeugen. Weitere wichtige Daten des Zyklotrons JULIC sind in Tabelle 2 zusammengefaßt.

Die Polschuhe des Magneten bestehen bei dieser Anlage aus zwei mal drei Sektoren, die leicht spiralförmige Begrenzungslinien haben. Die maximale Flußdichten betragen 18.5 kG bzw. 7.0 kG. In den 6 Beschleunigungsspalten werden die Teilchen durch eine Spannung von jeweils ca. 50 kV beschleunigt.

Das Septum zur Einleitung der Strahlextraktion befindet sich in einem der Sektoren mit starkem Magnetfeld. Nach dem Septum durchlaufen die Teilchen einen elektromagnetischen Abschirmkanal, der eine zusätzliche Aufweitung der Bahn ohne Beeinflussung des Isochronfeldes bewirkt, und gelangen anschließend durch einen magnetischen Führungsstreifen in das Strahlführungssystem. Die Fokussierung des Strahls auf das Target erfolgt durch zwei Ablenkmagnete, zwei Analysiermagnete und mehrere Quadrupolmagnete. Bei den vorliegenden Experimenten betrug der Strahlstrom zwischen 200 nA und 1.2 μA. Auf dem Target hatte der Strahl einen Durchmesser von ca. 4 mm. Das Strahlführungssystem zeigt Fig. 5.

Tabelle 2:

Daten des Isochron-Zyklotron JULIC

Geeignete Teilchenarten	p, d, ^{3}He, α			
Teilchenart	p	d	^{3}He	α
min. Teilchenenergie (MeV)	22.5	45	67.5	90
max.	45	90	135	180
Energieunschärfe ΔE/E	0.3 %			
Energieunschärfe mit Doppelmonochromator	$(1 - 2)\,10^{-4}$			
max. externer Strom (μA)	p, ^{3}He, α 5; d 10			
Anzahl der Sektoren	3 für starkes Feld 3 für schwaches Feld } spiral			
max. Feldstärke (kG)	19.2 starkes Feld 7 schwaches Feld			
Poldurchmesser (cm)	330			
Gesamtgewicht des Zyklotrons (to)	ca. 800			
Abmessungen des Zyklotrons (m)				
Länge	9.4			
Breite	7.2			
Höhe	5.4			
HF-Beschleunigungsspalte	6			
DEES	3			
Beschleunigungsfrequenz (MHz)	20 - 30			
Bahnfrequenz der Teilchen	3.3 - 10			
HF-Beschleunigungsspannung (kV)	80 - 100			

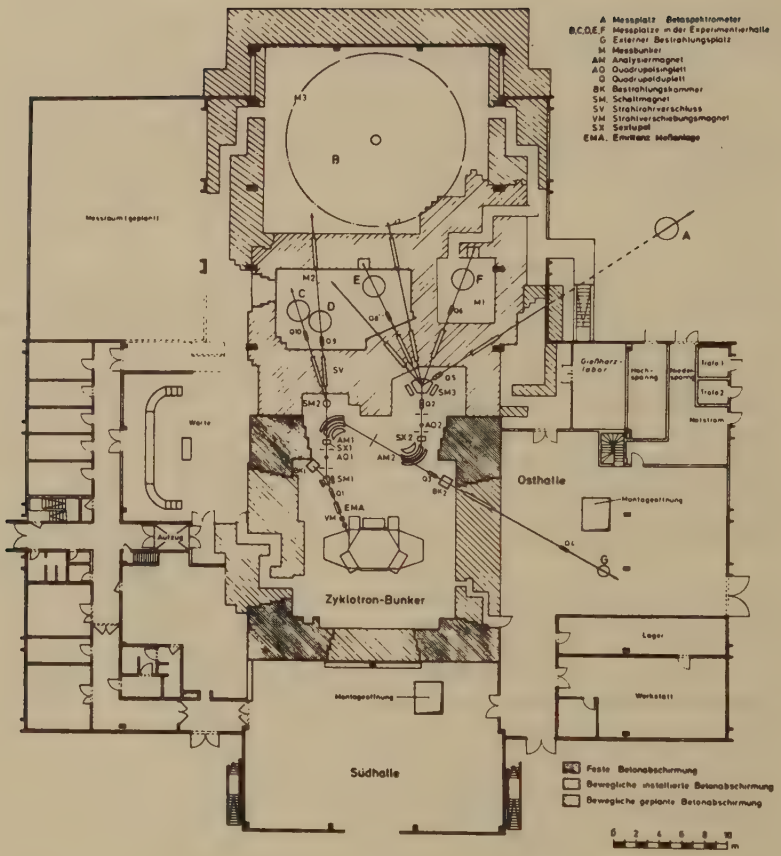


Fig. 5: Lageplan des Jülicher Zyklotrons und der Messplätze

I.2.2. Streukammer in Jülich

Bei der Untersuchung der $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$-Reaktionen wurden ^{13}C-Festkörpertargets verwendet. Die Experimente wurden an der großen Streukammer F des Zyklotronlabors /22/ durchgeführt (s. Fig. 5). Die zylindrische Kammer F hat einen Durchmesser von 1100 mm. Deckel und Boden sind unabhängig voneinander drehbar, auf beiden können Halbleiterzähler mit Blenden zur Raumwinkelbegrenzung aufgebaut werden. Der kleinste einstellbare Winkelabstand beträgt 5^{o}, die Genauigkeit der Winkeleinstellung ist besser al 0.1^{o}.

Die Targeträhmchen waren auf einem Halter ("Targetrechen") aufgeschraubt, der sechs Targets und eine Quarzscheibe ("beam viewer") aufnehmen kann. Der Targetrechen wurde durch eine Schleuse in die Streukammer eingefahren und konnte sowohl in der Höhe als auch in der Richtung zum Strahl verstellt werden. Die Targets hatten unter Vorwärtswinkeln einen Winkel von 45^{o} zur Strahlrichtung und wurden zur Messung unter Rückwärtswinkeln auf 135^{o} gedreht.

I.2.3. Das Hamburger Isochron-Zyklotron

Das Hamburger Isochron-Zyklotron (HAIZY) /23/, ein energievariabler Allteilchen-Beschleuniger, wurde von der Firma Philips in Eindhoven gebaut. Der Magnet hat einen Polschuhdurchmesser von 140 cm und einen Polflächenabstand von 32 cm. Zur Erzeugung des azimutal veränderlichen Magnetfelds (AVF-Feld) befinden sich je drei Spiralsektoren auf den Polflächen. Das AVF-Feld kann durch je drei unabhängige Trimmspulen in den Tälern der Polflächen korrigiert werden. Die der Isochroniebedingung genügende Radialabhängigkeit des mittleren Magnetfeldes wird mit Hilfe von je zehn konzentrischen Trimmspulen erreicht. Als Ionenquelle wird eine Livingston-Bogenentladungsquelle verwendet, die radial in die Zyklotronkammer eingefahren werden kann. Ein 180^{o}-Dee und ein geerdetes Dumming-Dee dienen als Beschleuni-

gungselektroden. Die Frequenz des Oszillatorsystems ist kontinuierlich im Bereich von 7 bis 22 MHz variierbar. Die HF-Spannung beträgt maximal 50 kV. Das Zyklotron kann Protonen mit Energien von 3 MeV bis 30 MeV, Deuteronen im Energiebereich 5 MeV bis 16 MeV, ^{3}He-Teilchen von 12 MeV bis 40 MeV und α-Teilchen von 10 MeV bis 32 MeV mit einer Energiehalbwertsbreite von ca. 100 keV liefern. Der Strahlstrom beträgt 30 - 50 μA. Die Strahlextraktion erfolgt mit Hilfe eines elektrostatischen Deflektors und zwei nachfolgenden statischen magnetischen Kanälen. Anschließend durchlaufen die beschleunigten Ionen einen Schlitz zur Begrenzung der Strahlintensität und einen 60°-Analysiermagneten. Von dort aus gelangen sie über ein umfangreiches Strahltransportsystem (Fig. 6) zur Streukammer. Direkt am Streukammereingang befinden sich zwei Fokussierblenden (Ø = 8 mm). Die an diesen Blenden auftretende Streustrahlung wird durch Zwischenschaltung eines 35 cm langen Aluminiumrohres abgefangen, an dessen anderem Ende sich eine Graphitblende (Ø = 8 mm) befindet. Unmittelbar dahinter ist die Targethalterung angebracht.

II.2.4. Streukammer in Hamburg

Ein zylindrisches Aluminiumgehäuse mit einem Durchmesser von ca. 80 cm bildet die Streukammer /24,25/. Sie kann durch eine Turbomolekularpumpe evakuiert werden, der erreichbare Enddruck beträgt 2×10^{-6} Torr. Die Kammer besteht aus dem unteren und dem oberen Gehäuseteil, die zum Öffnen der Streukammer getrennt werden.

Die Targethalterung im Zentrum der Streukammer ermöglicht eine genaue Justierung der Targets relativ zur optischen Achse des Strahlführungssystems. Der Winkel zwischen Targetebene und Primärstrahl ("Targetwinkel") kann zwischen 5° und 175° mit einer Einstellgenauigkeit von 0.1° variiert werden. Um zügiger experimentieren zu können ist es möglich, vier Targetfolien gleichzeitig in

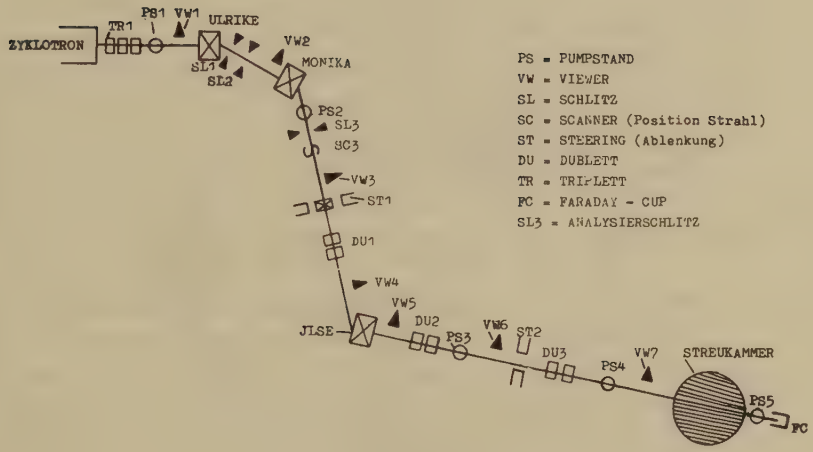


Fig. 6: Strahlführung am Hamburger Zyklotron.

der Kammer zum Beschuß bereitzuhalten. Die Targets werden durch eine Schleuse eingebracht oder entnommen, so daß die Streukammer zu diesem Zweck nicht belüftet werden muß.

Zur Messung von Winkelverteilungen ist die Kammer (Fig. 7) mit zwei unabhängig voneinander drehbaren Drehtellern ausgestattet. Der experimentspezifische Aufbau der Detektoren erfolgt außerhalb der Streukammer auf 60°-Kreissektoren, den sogenannten Experimentiersektoren. Mit einem speziellen Aussichtstisch werden die Winkel der Detektoren zueinander und die Detektor-Target-Abstände vermessen. Der kleinstmögliche Winkelabstand beträgt 5°, die Genauigkeit der Winkeleinstellung ist besser als 0.1°. Die auf die Drehteller montierten Experimentiersektoren können durch Peltierzellen gekühlt werden, um günstige Betriebstemperaturen für die Oberflächensperrschicht- und Si-Li-Detektoren zu erhalten /26/. Für die vorliegenden Messungen wurden auf den beiden Drehtellern je zwei Halbleiterzähler-Teleskope verwendet.

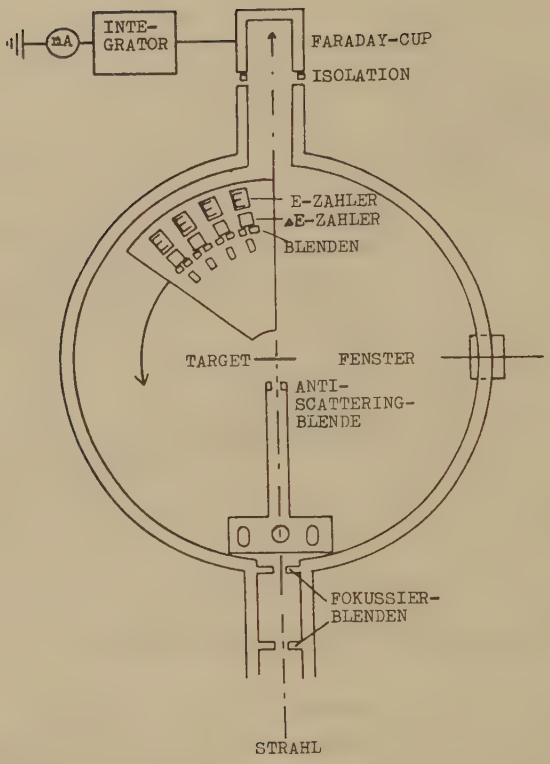


Fig. 7: Streukammer am Hamburger Zyklotron.

Sämtliche Funktionen der Kammer können fernbedient werden. Die Ablesung von Targetwinkel und Targetposition erfolgt über ein Digitalvoltmeter, die Ablesung der Winkeleinstellung beider Drehteller und die Beobachtung des Targets über eine Videokamera.

.5. Detektoren

Zur Registrierung der emittierten geladenen Teilchen wurden Halbleiterzähler (HLZ) verwendet, die gegenüber anderen Detektorarten eine Reihe von Vorteilen aufweisen: energieproportionales Ausgangssignal, hohe Energieauflösung, kleine Abmessungen sowie einfache Handhabung. Das Detektorsystem der Streukammer sollte in der Lage sein, die registrierten Teilchen sowohl nach der Teilchensorte als auch nach ihrer kinetischen Energie zu diskriminieren.

Zur Unterscheidung der verschiedenen Teilchenarten ist es erforderlich, Teleskopsysteme aus mehreren HLZ zu verwenden. Die in Jülich und Hamburg verwendeten HLZ-Teleskope bestehen aus je zwei Zählern, einem dünnen ΔE-Zähler von ca. 50 µm Dicke und einem 300 µm dicken, dahinterliegenden E-Zähler. Die zu registrierenden Teilchen durchdringen den basisfreien ΔE-Zähler und werden im E-Zähler gestoppt. Sie lösen somit in beiden HLZ Impulse aus. Trägt man für die einzelnen Ereignisse ΔE gegen E auf, so erhält man wegen des unterschiedlichen spezifischen Energieverlustes der verschiedenen Teilchensorten mehrere deutlich getrennte Kurvenscharen. Die Impulse aus dem ersten Zähler (proportional dem Energieverlust ΔE) und die Impulse aus dem zweiten Zähler (proportional der Restenergie E), werden während des Experiments in digitaler Form Ereignis für Ereignis auf Magnetband abgespeichert. Die weitere Datenreduktion erfolgt in Hamburg am DESY-Rechenzentrum auf einer IBM 370/168 und in Jülich am Computer der KFA.

Die Sperrschichttiefe der E-Zähler wurde so gewählt, daß nur ^{3}He- und α-Teilchen vollständig gestoppt wurden, wogegen schwächer ionisierende Teilchen wie Protonen, Deuteronen und Tritonen nur einen kleinen Teil ihrer Energie in der Sperrschicht abgeben. Auf diese Weise konnten diese nicht interessierenden Teilchen mit einem Schwellenverstärker von den nachzuweisenden ^{3}He- und α-Teilchen diskriminiert werden.

Von besonderer Bedeutung für das Experiment ist die Energieauflösung der HLZ-Teleskope. Betrachtet man Übergänge zu verschiedenen benachbarten Niveaus des Folgekerns, so bestimmt die Energieauflösung des Detektorsystems entscheidend die Breite der Verteilungen der monoenergetischen Teilchengruppen zu den einzelnen Niveaus und damit deren Trennbarkeit. Der statische Anteil der Energieauflösung für Si-Detektoren ergibt sich zu

$$E(\text{keV, fwhm}) = \sqrt{E(\text{MeV}) \cdot F} \qquad (3)$$

wobei unter E die Energie der registrierten Partikel, gemessen in MeV, zu verstehen ist und der Faktor F für Silizium den Wert F = 0.1 besitzt. Durch das thermische Rauschen im Detektorkristall kommt es zu einer Verbreiterung der Verteilung und damit zu einem zusätzlichen Beitrag zu ΔE. Dieser Rauschanteil kann durch Kühlen der Detektoren reduziert werden. Zu dem Rauschen der Detektoren tritt das Rauschen der Vorverstärker, das vor allem von der Eingangskapazität abhängt. Es kann durch Verwendung kurzer Kabellängen zwischen Detektoren und Vorverstärkern niedrig gehalten werden.

Für die Messung in Jülich wurden die Si-Zähler auf einem Kopfblock befestigt, der bis auf eine Temperatur von $-100^{\circ}C$ gekühlt werden konnte. Für die Messung am HAIZY wurden die Detektoren in Kupferhalterungen montiert, die eine gute Wärmeleitung zu den (von Peltierzellen gekühlten) Experimentiersektoren gewährleisten sollten. Die Detektoren konnten mit dieser Anordnung auf eine Temperatur von ca. $-40^{\circ}C$ gebracht werden.

.6. Monitor

Als Monitor diente in Jülich ein Li-gedrifteter Ge-Zähler /27/ mit 10 mm Sperrschichttiefe. Dieser war unter einem Winkel von 30° bzw. 70° montiert. In Hamburg dagegen wurden CsJ-Szintillatoren mit Photomultiplier verwendet, die symmetrisch unter $+15^{\circ}$ und $+25^{\circ}$ angeordnet waren. Mit Hilfe der Monitor-Zählrate läßt sich der absolute Wirkungsquerschnitt bestimmen. Dafür kennt man zwei Methoden:

i) Man bestimmt den Wirkungsquerschnitt einer Kernreaktion $d\sigma/d\Omega(\theta)$ aus Formel (4)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N(\theta)}{N_{Faraday} \cdot d} \qquad (4)$$

Dabei ist:

$N(\theta)$: Raumwinkelnormierte Zählrate unter dem Winkel θ

$N_{Faraday}$: Anzahl der auf das Target einfallenden Teilchen

d : Anzahl der Targetatome pro Flächeneinheit.

Hier müssen $N_{Faraday}$ und d getrennt bestimmt werden.

Ein Nachteil dieser Methode ist, daß die Targetdicke genau bekannt sein muß. Diese Dicke ist aber während des Experiments unterschiedlich: Zum einen ist die Strahlposition nicht fest, so daß es wegen der Inhomogenität des Targets zu Dickenschwankungen kommt, zum anderen hängt die effektive Targetdicke vom jeweils eingestellten Targetwinkel ab.

ii) Vergleich mit Rutherfordstreuung (nur bei kleinen Energien durchführbar, weil sonst die Kernkräfte zur Streuung beitragen): laut Formel (4) gilt

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega}(\theta') = \frac{N_R(\theta')}{N_{Faraday} \cdot d} \qquad (5)$$

Dabei ist Θ' der Winkel unter dem der Monitor angebracht ist und $N_R(\Theta')$ die raumwinkelnormierte Monitorzählrate. Kombiniert man (4) und (5), so läßt sich das schwer bestimmbare Produkt $N_{Faraday} \cdot d$ eliminieren.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) = \frac{N(\Theta)}{N_R(\Theta')} \cdot \frac{d\sigma_R}{d\Omega}(\Theta') \qquad (6)$$

Dabei wird zur Berechnung von $d\sigma_R/d\Omega(\Theta')$ der bekannte Rutherfordstreuquerschnitt:

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega}(\Theta') = \left[\frac{z_1 \cdot z_2 \cdot e^2}{4E}\right]^2 \sin^{-4}(\Theta'/2)$$

benutzt. Man erhält also den differentiellen Wirkungsquerschnitt durch Vergleich der Zählrate $N(\Theta)$ mit der unter festem Winkel Θ' registrierten Monitorzählrate $N(\Theta')$. Es ist günstig, den Monitor unter Vorwärtswinkeln zu positionieren, da dort die Rutherfordstreuung dominiert.

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die $^{10}B(d,\alpha)^8Be$-Reaktion bei 16 MeV wurde die 2. Methode benutzt da das Target infolge Oxidation einen hohen Anteil von Sauerstoff enthielt. Bei den anderen Reaktionen vom Typ (d,α) bzw. (p,α) wurde die 1. Methode benutzt.

II.2.7. Elektronik und Teilchenidentifizierung

i) In Hamburg

Die Vorverstärker der Teleskope befinden sich direkt an der Außenseite der Streukammer, damit die Verbindungskabel zwischen Zähler und Vorverstärker möglichst kurz werden. Dadurch bleibt - wie bereits erwähnt - das Rauschen des Vorverstärkers niedrig und man erhält kleine Kapazitäten. Das Schaltbild der verwendeten Nachweiselektronik zeigt Fig. 8.

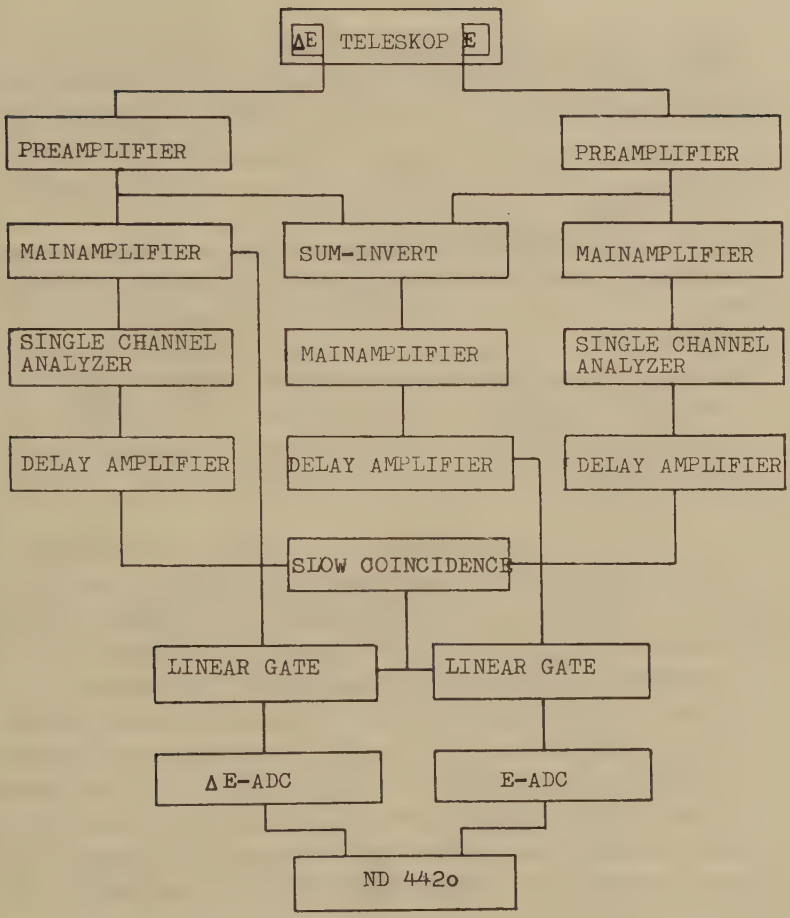


Fig. 8: Schaltbild der Elektronik bei der Messung am Hamburger Zyklotron

Die in der Kernphysik verwendeten Nachweismethoden beruhen darauf, daß jede Teilchensorte beim Abbremsen in Materie einen charakteristischen differentiellen Energieverlust aufweist. Dieser ist für Ionen mit Eintrittsenergien E > 2 MeV/Nukleon näherungsweise gegeben durch:

$$-\frac{dE}{dx} = K\,\frac{Z^2 M}{E} \qquad (7)$$

Dabei ist K eine Konstante, Z, M und E sind Kernladungszahl, Masse und Energie des Ions. Für den Energieverlust ΔE in einer Schicht der Dicke Δx folgt aus Gleichung (7):

$$- \Delta E = K \cdot \frac{Z^2 M}{E} \Delta x \qquad (8)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung lassen sich die Teilchen identifizieren, wenn man den Energieverlust ΔE in einem ΔE-Zähler der Dicke Δx mißt und die Restenergie E in einem Stoppzähler. Trägt man nun in einem 2-parametrigen Vielkanalanalysator (VKA) den Impuls des ΔE-Zählers über der Summe der Impulse von ΔE und E-Zähler auf, so liegen verschiedene Teilchensorten (Z^2!) auf unterschiedlichen Hyperbelästen.

Wie Fig. 8 zeigt, werden die Impulse beider Zähler (ΔE und E) durch 2 Vorverstärker verstärkt und über lange Kabel in den Messraum weitergeleitet. Dort werden sie zum Gesamtimpuls E_{ges} aufsummiert. Anschließend werden alle 3 Signale durch Hauptverstärker nochmals verstärkt. Die ΔE- und E-Impulse durchlaufen 2 Einkanaldiskriminatoren (SCA's) und eine Koinzidenzstufe. Wenn die Koinzidenzbedingung erfüllt ist, werden 2 lineare Tore für die Ausgänge von ΔE- und E_{ges}-Impuls geöffnet. Dabei wird darauf geachtet, daß sowohl der ΔE-Zweig als auch der E-Zweig bei gleichen Impulsen den gleichen Verstärkungsfaktor haben.

Zur Analyse wurde ein VKA des Typs Nuklear Data 4420 mit 4096 x 4096 Kanälen verwendet, sowie 8 Analog-Digital-Konvertern (ADC) mit angeschlossenem Bandgerät. Das System läßt eine 2-parametrige $\Delta E/E_{ges}$-Verarbeitung von 4 Teleskopen gleichzeitig zu. Während der Messungen können die Spektren auf einem 2-dimensionalen Display am ND 4420 überprüft werden.

Nach der Zwischenspeicherung im Speicher des ND 4420 werden die Daten blockweise auf Band geschrieben und auf der IBM 370/168 des DESY-Rechenzentrums weiterverarbeitet.

Dafür stehen umfangreiche Programme zur Verfügung. Zunächst wird ein 2-dimensionales Spektrum mit 128 x 128 Kanälen ausgegeben. Mittels eines extern eingegebenen Polygonenzugs wird der ^{4}He-Ast eingegrenzt, auf 1024 Kanäle ausgeweitet und der Inhalt eines jeden Fensters auf die E_{ges}-Achse projeziert. Ein Beispiel für die so erhaltenen eindimensionalen Spektren ist in Fig. 9 für die $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$-Reaktion bei E_p = 22.5 MeV unter einem Laborwinkel von 40° gezeigt.

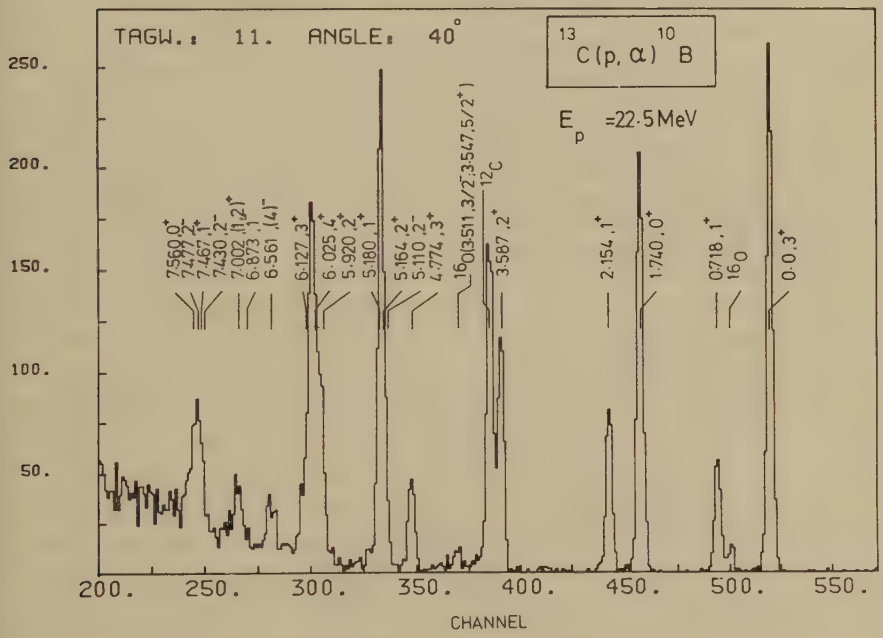


Fig. 9: Spektrum der Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ bei E_p = 22.5 MeV und θ = 40°

ii) In Jülich

Bei einer anderen Methode der Teilchendiskriminierung /28/, die die zweiparametrige Darstellung des Spektrums verwendet, verwendet man die empirische Reichweiteformel für geladene Teilchen:

$$R = a \cdot E^{1.73} \qquad (9)$$

Dabei ist:

R = Reichweite.
E = Energie des Teilchens in MeV.
a = Teilchen- und Stoff-spezifische Konstante.

Um Gl. (9) anwenden zu können, läßt man ein Teilchen mit der Energie E_{ges} auf ein Teleskop fallen, das aus ΔE- und E-Zählern besteht. Nach Gl. (9) hat das Teilchen insgesamt im HLZ die Strecke:

$$R_{ges} = a \cdot E_{ges}^{1.73} = a \cdot (\Delta E + E)^{1.73} \qquad (10)$$

zurückgelegt. Die Reichweite im E-Zähler allein beträgt:

$$R_1 = a \cdot E^{1.73} \qquad (11)$$

Aus Gl. (10) und Gl. (11) folgt:

$$T = R_{ges} - R_1 = a \cdot (E_{ges}^{1.73} - E^{1.73})$$

$$= a \cdot [(\Delta E + E)^{1.73} - E^{1.73}] \qquad (12)$$

wenn T die Dicke des ΔE-Zählers ist.
Aus Gl. (12) erhält man die Größe:

$$T/a = [(\Delta E + E)^{1.73} - E^{1.73}] \qquad (13)$$

die nur noch von der jeweiligen Teilchensorte (und dem Zählermaterial) abhängt. Anhand der für eine bestimmte Teilchensorte berechneten T/a-Werte kann man also Teilchen identifizieren und diskriminieren.

Um dies alles nachzuvollziehen, betrachten wir das zugehörige Schaltbild (Fig. 10). Das nachzuweisende Teilchen hat Impulse im ΔE- und im E-Zähler ausgelöst und wird im letzteren gestoppt. Beide Impulse werden durch Vorverstärker verstärkt und auf eine lange Kabelstrecke zum Meßraum geschickt. Danach erfolgen gleichzeitig für beide Impulse zwei getrennte parallele Prozesse; der eine ist auf der linken Seite der Fig. 10 dargestellt, der andere auf der rechten. Auf der linken Seite werden beide Impulse getrennt durch zwei Hauptverstärker mit Impulsformeinheit und einem Schwellenverstärker verstärkt. Der Schwellenverstärker dient dazu, den niederenergetischen Teil des Spektrums zu unterdrücken. Die Schwelle wird so gewählt, daß Protonen, die die gesamte Sperrschicht des Zählers durchlaufen, nicht registriert werden. Dadurch wird die Analysierelektronik nicht zu sehr belastet. Die bipolaren Ausgänge der Hauptverstärker von ΔE und E-Impuls gibt man auf eine Koinzidenzschaltung, die im Falle der Gleichzeitigkeit beider Impulse die linearen Tore ("linear gates") und den Eingang der Teilchen-Identifiziereinheit ("Particle-Identifier") öffnet. Dieser verwendet Gl. (13) zur Berechnung der teilchenspezifischen Größe T/a. Die Höhe des Ausgangsimpulses ist für eine bestimmte Teilchensorte und in einem Energiebereich, in dem die empirische Reichweiteformel gilt, unabhängig von der Energie, also eine Konstante. Die Elektronik auf der linken Seite der Fig. 10 dient also dazu, die Teilchensorte festzustellen. Beim zweiten, auf der rechten Seite dargestellten Prozess, werden die beiden Impulse ΔE und E mit Hilfe zweier Hauptverstärker verstärkt, zu E_{ges} aufsummiert und weiter auf ein lineares Tor gegeben, welches den resultierenden Impuls nur dann an den Vielkanalanalysator (ADC) weiterleitet, wenn die auf der linken Seite dargestellte Elektronik die richtige Teilchensorte herausgefiltert hat.

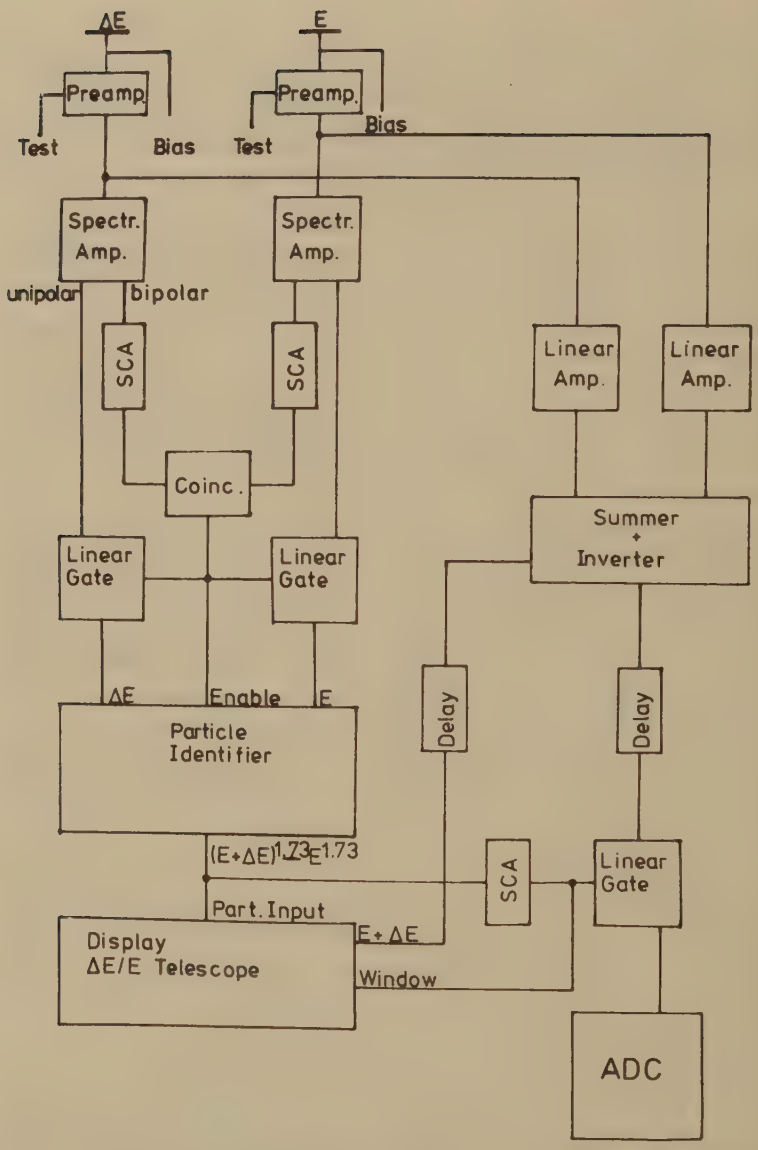


Fig. 10: Schaltbild der Elektronik bei der Messung am Jülicher Zyklotron.

Bei Energien E > 10 MeV funktioniert dieses Verfahren für leichte Ionen recht gut. Bei kleineren Energien ist dieses Verfahren nur begrenzt anwendbar.

Das Display dient zur Einstellung der Apparatur und zur Kontrolle, ob die Einkanalanalysatoren (SCA's) die gewünschte Teilchensorte aus dem Teilchenspektrum richtig herausfiltern.

Die Analysierelektronik besteht aus einem ADC für jeden Zähler und einer Nuclear Data (ND 6600) VKA, der in einer 8 x 1024 Kanäle-Konfiguration betrieben wird. Der Inhalt des VKA-Speichers wird nach jeder Messung auf Magnetband ausgegeben.

Als Beispiel zeigt Fig. 11 ein Spektrum für die Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ bei Protonenenergien von 36 MeV und einem Reaktionswinkel von 10^{o}.

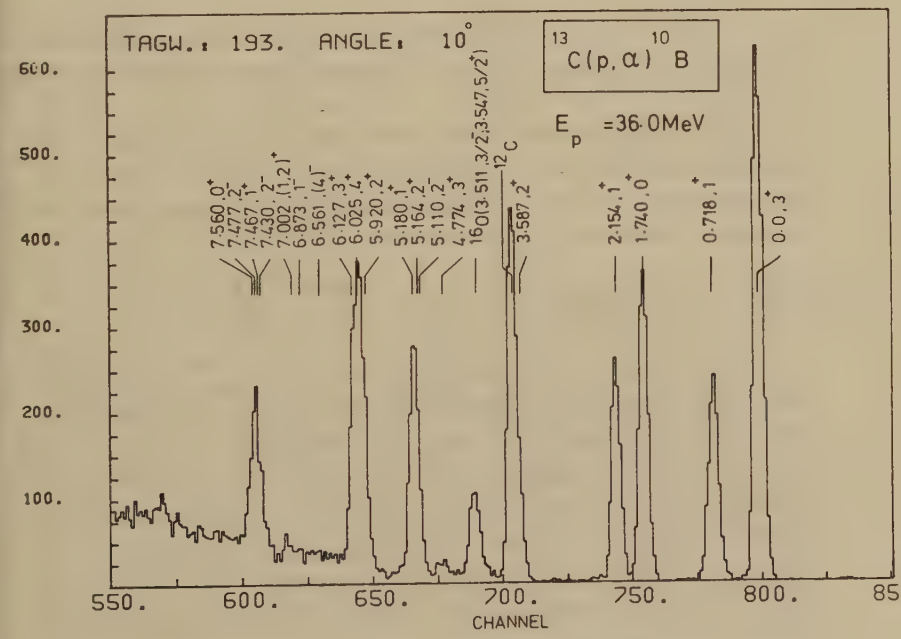


Fig. 11: Spektrum der Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ bei E_p = 36 MeV und $\theta = 10^{o}$.

Die Peaks in den Energiespektren werden mit Hilfe der Reaktionskinematik über den gesamten Winkelbereich eindeutig identifiziert und den entsprechenden Reaktionen zugeordnet. Durch Auszählen der Peakinhalte erhält man die Winkelverteilungen.

II.3. Targets

Die in dieser Arbeit verwendeten Targets wurden in den Targetlabors des Max-Planck-Instituts in Heidelberg und des Instituts für Kernphysik der KFA hergestellt. Alle Targets für den Heidelberger Vielspaltmagnetspektrographen und für die Jülicher und Hamburger Streukammer waren Festkörpertargets mit i.a. elliptischer Form (ca. 9 auf 12 mm). Die verwendeten Targets bestanden aus angereicherten, freitragenden ^{10}B, ^{11}B, ^{12}C und ^{13}C-Folien.

Da diese in Luft gelagert waren, mußte mit Absorption von Sauerstoff sowie mit Oberflächenoxidation gerechnet werden

Die Targetdicken wurden durch den Energieverlust von α-Teilchen einer Poloniumquelle beim Durchgang durch die Targetfolien bestimmt und kontrolliert. Die Abweichung der einzelnen Messwerte vom Mittelwert lag unter $\pm$ 8 %.

i) ^{10}B-Target:

Die Dicke des ^{10}B-Targets, das für die $^{10}B(d,\alpha)^{8}Be$ Reaktion in Hamburg verwendet worden ist, wurde durch ein Energieverlustexperiment mit α-Teilchen bestimmt. Die Dicke war $(61.02 \pm 3.51)\mu g/cm^2$. Diese Angabe ist in guter Übereinstimmung zum Ergebnis der Dickenbestimmung anhand der Rutherfordstreuzählraten unter Verwendung von Gleichung (5). Das Target enthielt etwas Sauerstoff, dessen Linien im Spektrum durch die Reaktionskinematik identifiziert werden konnten (siehe Fig. 12).

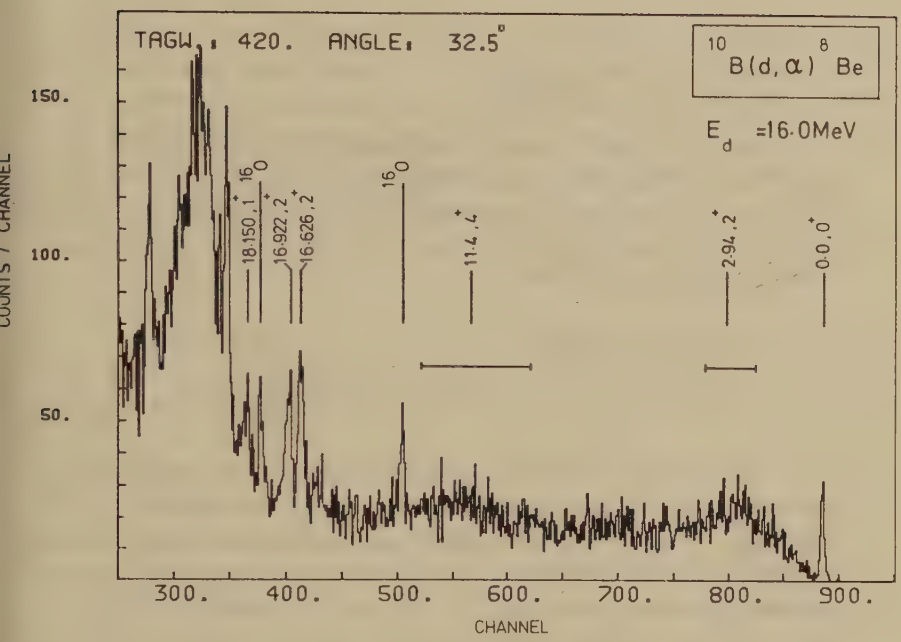


Fig. 12: Spektrum der Reaktion $^{10}B(d,\alpha)^{8}Be$ bei E_d = 16 MeV und θ = 32.5°.

ii) ^{11}B-Target:

Die Targetdicke wurde durch ein Energieverlustexperiment zu 78.03 µg/cm^2 bestimmt. Mit Hilfe der Reaktionen $^{16}O(d,\alpha)^{14}N$ bei 24.0 MeV /29/ bzw. $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ bei 24.0 MeV konnten die ^{16}O-Dicke im Target zu 7.76 µg/cm^2 ($\triangleq$ 9.94 %) und die ^{12}C-Dicke zu 10.27 µg/cm^2 ($\triangleq$ 13.17 %) bestimmt werden. Der Rest ist ^{11}B (= 60.00 µg/cm^2 $\triangleq$ 78.89 %). Diese Kenntnis benötigt man, um den absoluten Wirkungsquerschnitt berechnen zu können. In Fig. 14 ist ein Spektrum für die $^{11}B(d,\alpha)^{9}Be$-Reaktion bei 24.0 MeV gezeigt, in dem auch die zu den Reaktionen $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ und $^{16}O(d,\alpha)^{14}N$ (mit angeregten Zuständen) gehörigen Peaks sichtbar sind.

iii) ^{12}C-Target:

Mit Hilfe des α-Bremsexperiments wurde die Dicke zu 31.62 µg/cm^2 bestimmt. Das ^{12}C-Target wurde für die Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ bei 24.0 MeV benutzt. In den Spektren (s. Fig. 4) sind keine Fremdpeaks zu sehen, d.h. man hatte ein reines ^{12}C-Target.

iv) ^{13}C-Target:

(1) Für die $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$-Reaktion:

Die Targetdicke wurde mit dem Energieverlustexperiment auf 40.73 µg/cm^2 festgelegt. Davon ist 11.44 µg/cm^2 (≙ 28.09 %) als ^{12}C im Target, was aus den Spektren der Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ bei 24.0 MeV (s. Fig. 16) bestimmt werden konnte. Die restlichen 29.29 µg/cm^2 sind reines ^{13}C (≙ 71.91 %). Anhand dieser Angaben wurde der absolute Wirkungsquerschnitt der Reaktion berechnet.

(2) Für die $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$-Reaktion in Hamburg

Die Messungen der $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$-Reaktion wurden bei Protonenenergien von 18.0 bzw. 22.5 MeV am Hamburger Zyklotron durchgeführt. Bei beiden Energien wurde das gleiche Target verwendet, welches eine Gesamtdicke von 53.66 µg/cm^2 hatte, wie die Energieverlustmessung ergab. Davon sind 80.90 % ^{13}C, 16.78 % ^{12}C und 2.33 % ^{16}O. Der ^{12}C-Gehalt des Targets wurde aus $^{12}C(p,\alpha)$-Daten /30/ bestimmt. Weil das Target sehr dünn war, wurde es bei den Messungen immer unter 45° bzw. 135° zur Strahlrichtung gestellt.

(3) Für die $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$-Reaktion in München, Heidelberg und Jülich:

Die älteren Messungen der $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$-Reaktionen bei 16.0 bzw. 18.0 MeV wurden zum Teil am Tandem-Van-de-Graaff-

Beschleuniger des Heidelberger MPI für Kernphysik und zum Teil am Tandem-Beschleuniger in München Garching durchgeführt. Die Zählraten für die Grundzustände beider Messungen sind an Wirkungsquerschnittwerte von K. Scholl /31/ angepaßt worden. Die absoluten Wirkungsquerschnittwerte und Winkelverteilungen aller angeregten Zustände sind mit den Daten von K. Scholl und H. Sauer /31/, D. L. Oberg et al. /32/ und den Daten von Hamburg bei 18.0 MeV verglichen worden.

Im Rahmen der experimentellen Ungenauigkeiten wurde eine gute Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Messungen gefunden (s. Kap. III.5.).

Um die Targetdicke für die $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$-Reaktion bei 22.5 MeV und 27.0 MeV am Jülicher Zyklotron zu bestimmen, wurden die Grundzustandszählraten an die Daten von F. Weng /33/ und die von Hamburg bei 22.5 MeV angepaßt. Die ausgewerteten Daten beider Messungen stehen in guter Übereinstimmung zu den Hamburger Daten und denen von F. Weng bei 22.5 und 27.0 MeV (siehe Kap. III.5.).

Um für die Messungen der $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$-Reaktion bei 31.0, 36.0, 41.0 und 45.0 MeV, die am Jülicher Zyklotron durchgeführt worden sind, den absoluten Wirkungsquerschnitt genau zu berechnen wurden die Zählraten der $^{13}C(p, {}^{3}He)^{11}B$-Reaktion, die gleichzeitig mit den $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$-Daten aufgenommen wurden, ausgewertet und an die entsprechenden Daten von S. Micheletti et al. /34/ angeschlossen.

Die absoluten Wirkungsquerschnitte der $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$-Reaktion bei den gegebenen Protonenenergien, sowie die Winkelverteilungen aller Zustände bei allen Protonenenergien, zeigen gute Übereinstimmung mit den Daten von F. Weng (siehe Kap. III.5.).

II.4. Daten-Verarbeitung und Auswertung

II.4.1. Aufbereitung der Messdaten

Wie schon an anderer Stelle erwähnt, wurden die am Jülicher oder Hamburger Zyklotron unter Verwendung eines Vielkanalanalysators (ADC) erhaltenen Messergebnisse auf Magnetband abgespeichert, wogegen die am Heidelberger Vielspaltmagnetspektrographen gemessenen Daten auf Lochkarten und in Listen festgehalten wurden. Die weitere Verarbeitung der Messdaten erfolgte in Tübingen wobei - bedingt durch die unterschiedliche Art der Darstellung - unterschiedliche Wege gewählt wurden.

i) In Heidelberg gewonnene Daten:

Die in Heidelberg gemessenen Spektren liegen in Form von fortlaufend mit den Kanalinhalten beschriebenen Lochkarten vor. Kanalinhalte und zugehörige Plattenorte wurden zur Kontrolle außerdem noch in Listen vermerkt. Diese Rohdaten wurden mit Hilfe eines Lochkartenlesers in einen Prozessrechner vom Typ PDP 11/40 eingegeben und anschließend mit speziellen Programmen auf ein anderes Format (ASCII-codierte Spektren zu je 1024 Kanälen) umgeschrieben. Bei dieser Umwandlung wird jedes Spektrum zusätzlich mit einer Kennung versehen, die aus einem Text zur Reaktionsart, der Einschußenergie, dem Winkel etc. besteht.

ii) In Jülich bzw. Hamburg gewonnene Daten:

Die auf Magnetband aufgezeichneten Spektren wurden in dem Institutsrechner vom Typ PDP 11/45 eingelesen und umformatiert. Dabei werden die Kanalinhalte ziffernweise in ASCII - Zeichen umgewandelt und aufeinanderfolgende gleiche Kanalinhalte zusammengefaßt. Auf diese Weise läßt sich der Speicherplatzbedarf der Datensätze beträchtlich verringern. Weiter werden die einzelnen Spektren mit einem Kenntext versehen, der Reaktions- und Messinformationen enthält.

4.2. Auswertung der gemessenen Spektren

Die aus den aufbereiteten Messdaten erhaltenen Spektren können anschließend geplottet und als Eingabedaten für das Auswerteprogramm ASROF /35/ verwendet werden. Dieses im Dialogbetrieb arbeitende System gestattet eine Reihe von Auswerteschritten, wie z.B. graphische Darstellung der Spektren auf einem Sichtgerät (ADM3G oder VT100); Identifikation der verschiedenen Zustände des Restkerns bzw. von Fremdlinien, die zu anderen Kernreaktionen gehören; Trennung von sich überlappenden Linien durch Anfitten von Gausskurven, Aufsummation der zu einem bestimmten Übergang gehörenden Ereignissen ("peak-Integration"); Berücksichtigung des Untergrundes. In den meisten Kernreaktionsspektren hat man einen kontinuierlichen, zu niedrigeren Energien hin ansteigenden Untergrund. Das Auswerteprogramm ermöglicht es, den Untergrund zu mitteln und anschließend vom Peakinhalt abzuziehen. Die Berechnung des statistischen Fehlers erfolgt nach der Formel $\delta N=\sqrt{N+U}$, wobei N die Zählrate und U der Untergrund bedeuten. Schließlich erlaubt das Auswertesystem die Umrechnung der Laborzählrate in den differentiellen Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem. Dieser kann nach Formel (4) beziehungsweise nach Formel (14) berechnet werden. Dabei ist (14) nur eine ausführlichere Schreibweise von (4), die im Falle eines Festkörpertargets gilt und bereits eine Umrechnung ins C.M.-System berücksichtigt.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{CM}) = \frac{N(\theta) \cdot q \cdot e_o \cdot M_T \cdot G(\theta)}{Q \cdot d \cdot \Omega} \qquad (14)$$

mit:

- $N(\theta)$: Zählrate im Laborsystem unter dem Winkel θ.
- $q \cdot e_o$: Ladung eines Geschoßteilchens.
- θ: Reaktionswinkel im Laborsystem.
- M_T: Masse des Targetkerns.
- $G(\theta)$: Umrechnungsfaktor vom Labor- in Schwerpunktsystem.
- Q: im Faradaybecher gesammelte Ladungsmenge.
- d: effektive Massenbelegung des Targets.
- Ω: Raumwinkel, der vom Zähler erfaßt wird.

Wenn man die absoluten differentiellen Wirkungsquerschnitte aller Zustände einer Reaktion berechnet hat, kann man die vollständige experimentelle Winkelverteilung im Schwerpunktsystem darstellen. Durch Integration über alle Winkel erhält man dann den winkelintegrierten Wirkungsquerschnitt.

EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE UND VERGLEICH MIT ANDEREN MESSUNGEN

1. Die Reaktion $^{10}B(d,\alpha)^{8}Be$

Die Reaktion $^{10}B(d,\alpha)^{8}Be$ wurde bei E_d = 16.0 MeV im gesamten Winkelbereich von 12.5° bis 115.0° in 5°-Schritten vermessen. Fig. 12 zeigt ein Spektrum der Reaktion bei einem Winkel von 32.5°. Man erkennt deutlich die Übergänge zum Grundzustand (0^+) und zum ersten angeregten Zustand mit E_x = 2.94 MeV (2^+) und zu den beiden Zuständen des Isospindubletts mit E_x = 16.626 und 16.922 MeV (2^+; T = 0+1). Der Übergang zu dem sehr breiten Niveau bei E_x = 11.4 MeV (Γ = 3.5 MeV; $J^\pi = 4^+$) ist erkennbar, er wurde aber nicht ausgewertet. Das gleiche gilt für den Zustand bei E_x = 18.15 MeV (1^+).

Der Q-Wert der Reaktion beträgt Q = 17.822 MeV. Das angereicherte ^{10}B-Target enthielt Verunreinigungen von Kohlenstoff (ca. 7.5 %) und von Sauerstoff (ca. 10 %). Die Q-Werte für die (d,α)-Reaktionen an diesen beiden Kernen sind wesentlich kleiner (- 1.341 bzw. 3.111 MeV), die entsprechenden Störlinien liegen deshalb im niederenergetischen Teil des $^{10}B(d,\alpha)^{8}Be$-Spektrums. Bei einer Anregungsenergie von 17.255 MeV öffnet sich der erste Dreiteilchenkanal ($^{10}B(d,\alpha p)^{7}Li$). Der daraus resultierende kontinuierliche Untergrund und die zahlreichen Störlinien der Konkurrenzreaktionen machen eine Auswertung von Übergängen zu hochangeregten Zuständen in ^{8}Be unmöglich.

Die gemessenen Winkelverteilungen zu den Restkernzuständen bei 0.0 MeV; 2.94 MeV; 16.626 MeV und 16.922 MeV sind in Fig. 13 dargestellt. Die Fehlerbalken geben den einfachen statistischen Fehler an. Die durchgezogenen Kurven sind Legendre-Polynom-Fits nach der Formel (15):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \sum_{L=0}^{L_{max}} A_L \cdot P_L(\cos\theta) \qquad (15)$$

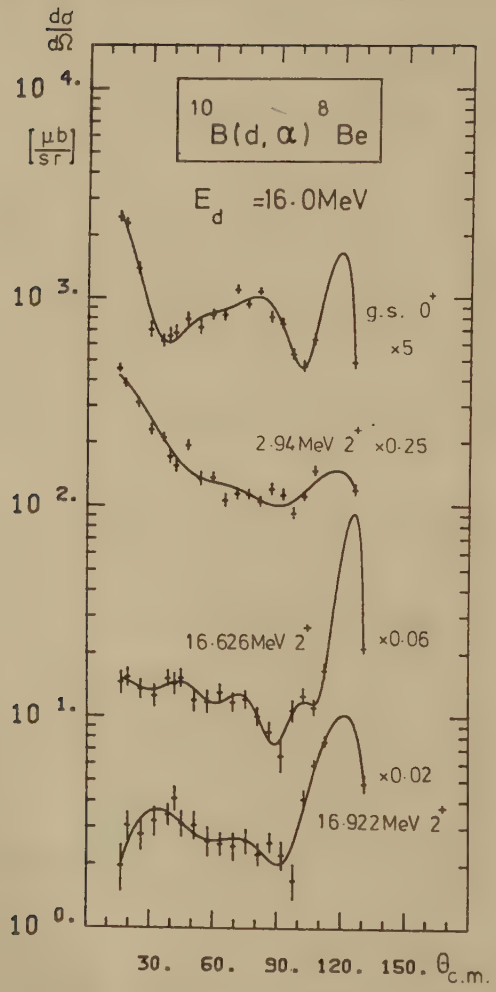


Fig. 13: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{10}B(d,\alpha)^{8}Be$ bei E_d = 16 MeV. Die durchgezogenen Kurven sind Ergebnisse von Legendre-Polynom-Rechnungen.

Mit Hilfe des Legendre-Fits wurden auch die integrierten Wirkungsquerschnitte von 0^{o} bis 90^{o} für die verschiedenen angeregten Zustände bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3 angegeben. In dieser und den folgenden Tabellen sind die Werte für die Anregungsenergie E_x, für Spin und Parität J^{π} der Arbeit von Ajzenberg-Selove entnommen /36/. Bei der Integration von 0^{o} bis 90^{o} wurde der nicht gemessene Bereich für die sehr kleinen Vorwärtswinkel durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt des vordersten Messpunkts approximiert. Die Ergebnisse lassen sich vergleichen mit Daten von Cindro et al. /37/ bei E_d = 13.0 MeV für die Zustände 0.0 MeV und 2.94 MeV und von Yanabu et al. /38/ bei E_d = 14.0 MeV für den Grundzustand.

Tabelle 3:

Integrierte Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{10}B(d,\alpha)^{8}Be$

E_x MeV	$J^{\pi};T$	E_d = 13 MeV /37/	E_d = 14 MeV /38/	E_d = 16 MeV Diese Arbeit
		$\sigma(0^{o}-90^{o})\mu b$	$\sigma(0^{o}-90^{o})\mu b$	$\sigma(0^{o}-90^{o})\mu b$
0.0	$0^{+};0$	2660.1	1152.4	1217.0
2.94	$2^{+};0$	3798.2	------	4142.8
16.626	$2^{+};0+1$	------	------	1274.9
16.922	$2^{+};0+1$	------	------	855.02

Sowohl in der Form der Winkelverteilung als auch im Absolutwert des Wirkungsquerschnitts findet man eine gute Übereinstimmung der vorliegenden Messung mit den Daten von Yanabu et al. /38/, nicht aber mit den Daten von Cindro et al. /37/. Eine Messung des Grundzustandsübergangs von Buck /39/ für Deuteronenenergien E_d = 2.4 - 9.0 MeV zeigt, daß die Form der Winkelverteilung für Einschußenergien E_d < 7 MeV stark

energieabhängig ist, für Energien $E_d \geq 7$ MeV sich jedoch weitgehend stabilisiert. Buck schließt daraus, daß die Reaktion für Anregungsenergien im Zwischenkern $E_x \gtrsim 30$ MeV ($\triangleq E_d \gtrsim 7$ MeV) über einen Direktreaktionsmechanismus abläuft. Diese Aussage ist verträglich mit entsprechenden Ergebnissen der Reaktion $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$, die über den gleichen Zwischenkern ^{12}C verläuft /39/. Da die (d,α)-Winkelverteilungen bei $E_d = 14$ und 16 MeV keine deutlich andere Form sondern nur eine stärkere Struktur besitzen als die im Bereich $E_d = 7$-9 gefundenen differentiellen Wirkungsquerschnitte, bestätigt die vorliegende Messung zusammen mit den Daten von Yanabu et al. die Aussage von Buck im Hinblick auf den Reaktionsmechanismus.

III.2. Die Reaktion $^{11}B(d,\alpha)^{9}Be$

Die Reaktion $^{11}B(d,\alpha)^{9}Be$ wurde bei einer Deuteronenenergie von 24.0 MeV im Winkelbereich von 13.0° bis 167.0° in 3.5°-Schritten in Vorwärtsrichtung und in 7.5°-Schritten in Rückwärtsrichtung vermessen. Fig. 14 zeigt ein Spektrum der Reaktion bei einem Labor-Winkel von 28°. Neben den beiden Übergängen in den Grundzustand ($3/2^-$) und den angeregten Zustand bei $E_x = 2.43$ MeV ($5/2^-$) sieht man eine Reihe von Störlinien, die von den Reaktionen $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ und $^{16}O(d,\alpha)^{14}N$ herrühren. Die Q-Werte der (d,α)-Reaktionen betragen 8.031 MeV (^{11}B), -1.341 MeV (^{12}C) und 3.111 MeV (^{16} Der erste Mehrteilchenkanal $^{11}B(d,\alpha n)2\alpha$ öffnet sich bei eine Energie von 1.573 MeV über dem Grundzustandsübergang; im Spektrum beginnt bei dieser Energie der kontinuierliche α-Untergrund. Wegen ihrer großen Energiebreite konnten die Übergänge in die Zustände bei $E_x = 2.78$ MeV ($\Gamma = 1.08$ MeV; $1/2^-$), $E_x = 6.76$ MeV ($\Gamma = 1.54$ MeV; $7/2^-$) und 7.94 MeV ($\Gamma = 1$ MeV) nicht identifiziert werden. Wegen der Vielzahl von Störlinien im niederenergetischen Teil des Spektrums konnten deshalb nur die Übergänge zum Grundzustand und zu Ex = 2.43 MeV ausgewertet werden.

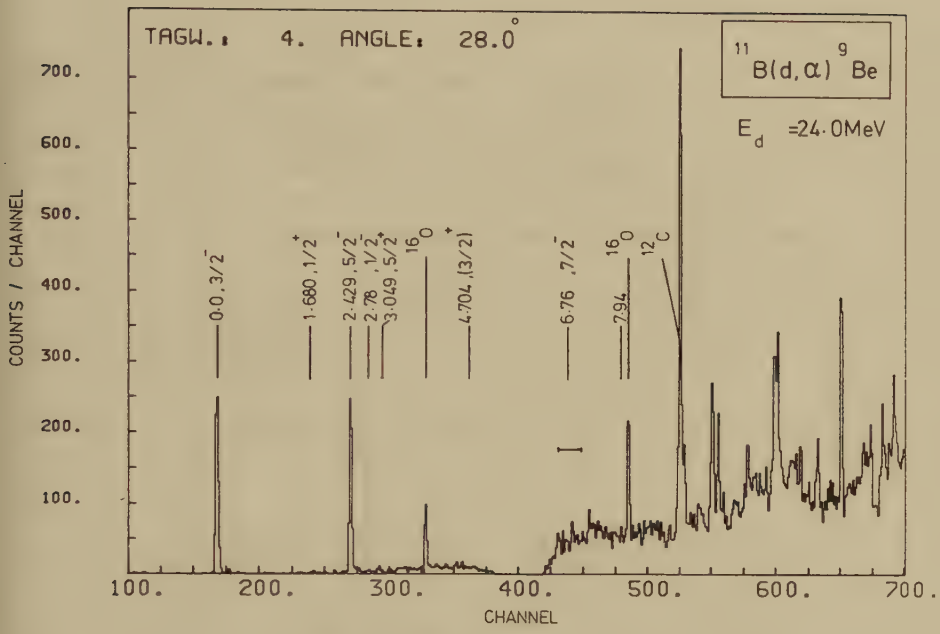


Fig. 14: Spektrum der Reaktion $^{11}B(d,\alpha)^{9}Be$ bei E_d = 24 MeV und $\theta = 28^{\circ}$.

Die Winkelverteilungen für diese beiden Übergänge sind in Fig. 15 dargestellt. Die Fehlerbalken geben den einfachen statistischen Fehler an. Die durchgezogenen Kurven sind Legendre-Polynom-Fits nach Formel (15). Die Ergebnisse der Winkelintegration sind in Tabelle 4 wiedergegeben. Außerdem sind die Ergebnisse von Yanabu et al. /38/ in dieser Tabelle eingetragen. Die Daten wurden durch Winkelintegration der differentiellen Wirkungsquerschnitte gewonnen, die Einschußenergie betrug 14.0 MeV.

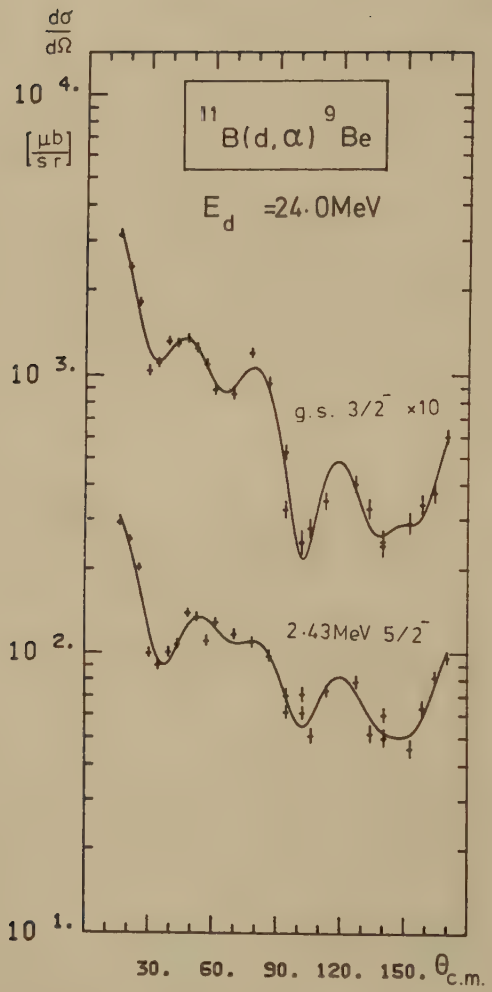


Fig. 15: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{11}B(d,\alpha)^{9}Be$ bei E_d = 24 MeV. Die durchgezogenen Kurven sind Ergebnisse von Legendre-Polynom-Rechnungen.

Tabelle 4:

Integrierte Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{11}B(d,\alpha)^{9}Be$

E_x MeV	$J^\pi;T$	E_d = 14 MeV /38/	E_d = 24 MeV Diese Arbeit
		$\sigma(0^o\text{-}90^o)\mu b$	$\sigma(0^o\text{-}90^o)\mu b$
0.0	$3/2^-;1/2$	952.95	771.09
2.4294	$5/2^-;1/2$	1055.8	802.75

Vergleicht man die Winkelverteilungen der vorliegenden Messung mit den Werten von Yanabu et al. /38/ bei E_d = 14 MeV, so stellt man eine große Ähnlichkeit fest. Dieses Ergebnis bestätigt die Aussage von Yanabu et al., daß die Reaktion $^{11}B(d,\alpha)^{9}Be$ im betrachteten Energiebereich als direkter Prozess abläuft. Für diese Interpretation spricht auch die Tatsache, daß im vorliegenden Experiment die Anregung von Zuständen mit nicht-natürlicher Parität nicht beobachtet wurde. Im Restkern ^{9}Be findet man diese Zustände bereits bei niederen Anregungsenergien: E_x = 1.68 MeV ($1/2^+$), E_x = 3.049 MeV (5.2^+) und E_x = 4.70 MeV ($3/2^+$). Während diese Zustände in einem Compound-Reaktions-Prozess bevölkert werden können, lassen sie sich - in Übereinstimmung mit der Beobachtung - in einem direkten Ein-Stufen-Prozess nicht anregen.

III.3. Die Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$

Die Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ wurde bei 24.0 MeV Einschußenergie im Winkelbereich Θ_{Lab} = 13.0° - 167.0° in Winkelschritten von 3.5° in Vorwärtsrichtung und in 7.5°-Schritten in Rückwärtsrichtung gemessen. Fig. 4 und 16 zeigen Spektren der Reaktion bei Θ_{Lab} = 13° und 32°. Das Target war ein reines ^{12}C-Target, Störlinien von Reaktionen an anderen Kernen wurden nicht beobachtet. Der Q-Wert der Reaktion beträgt Q = - 1.341 MeV. Man erwartet einen kontinuierlichen α-Untergrund, wenn im Ausgangskanal mindestens drei Teilchen auftreten. Die Schwellen liegen für die Reaktion $^{12}C(d, 2\alpha)^{6}L$ bei einer Energie von 4.46 MeV über dem Grundzustand von ^{10}B, für $^{12}C(d,\alpha d)^{8}Be$ bei 6.026 MeV und für $^{12}C(d,\alpha p)^{9}Be$ bei 6.586 MeV. Die Wirkungsquerschnitte für diese Reaktionen sind klein, der entsprechende kontinuierliche α-Untergrund ist gering. Es konnten deshalb alle beobachteten Übergänge bis zu einer Anregungsenergie von E_x = 7.002 MeV ausgewertet werde

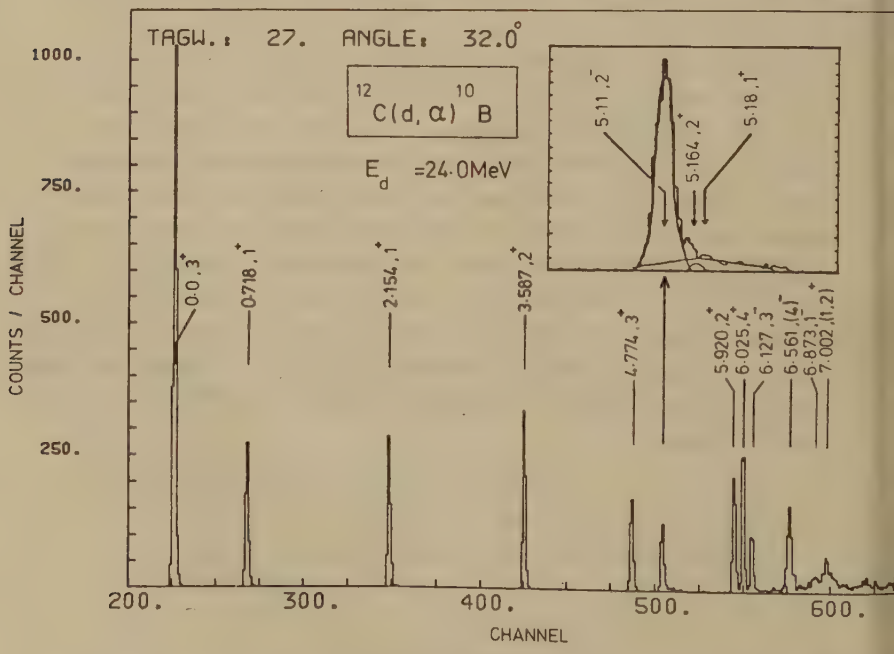


Fig. 16: Spektrum der Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ bei E_d = 24 MeV und Θ = 32°.

Fig. 17 zeigt die gemessenen Winkelverteilungen der Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ für die 12 beobachteten Übergänge. Die Fehlerbalken geben den einfachen statistischen Fehler an. Die durchgezogenen Kurven sind Legendre-Polynom-Fits gemäß Formel (15). In Tabelle 5 sind die Ergebnisse der Winkelintegration für die einzelnen Übergänge zusammengefaßt.

Tabelle 5:

Integrierte Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$

E_x MeV	$J^\pi;T$	E_d= 20.7MeV /40/	E_d= 24 MeV /29/	E_d= 24 MeV Diese Arb.	E_d= 29 MeV /40/	E_d= 40 MeV /41/
		$\sigma(0^o-90^o)$ µb	$\sigma(0^o-90^o)$ mb	$\sigma(0^o-90^o)$ µb	$\sigma(0^o-90^o)$ µb	$\sigma(0^o-90^o)$ µb
0.0	$3^+;0$	29431.0	4.8	6740.8	11378.0	4317.3
0.718	$1^+;0$	12226.0	1.7	2226.1	3551.6	878.72
2.154	$1^+;0$	5705.7	1.2	1249.7	1639.1	293.78
3.587	$2^+;0$	8154.4	1.3	1712.2	1688.9	264.69
4.774	$3^+;0$	9045.1	1.5	2066.7	2769.5	528.66
5.110	$2^-;0$	-----	1.0	948.22	----	-----
5.92	$2^+;0$	-----	2.2	1768.2	-----	-----
6.025	4^+	-----		2288.0	-----	-----
6.127	3^-	-----		803.0	-----	-----
6.561	$(2,4)^-$	-----	---	1165.4	------	------
6.873	$1^-;0+1$	-----	---	258.75	------	------
7.002	$(1,2)^+;(0)$	------	---	1265.0	-----	-----

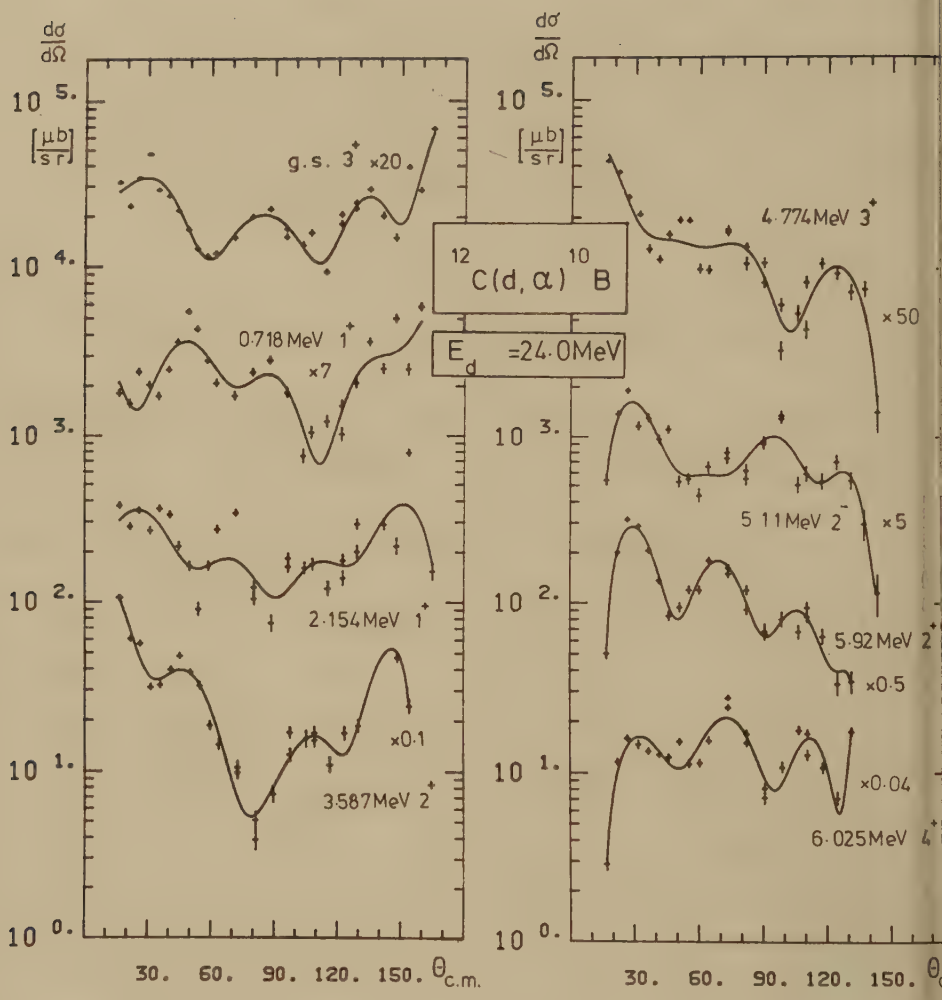


Fig. 17a: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ bei E_d = 24 MeV. Die durchgezogenen Kurven sind Ergebnisse von Legendre-Polynom-Rechnungen.

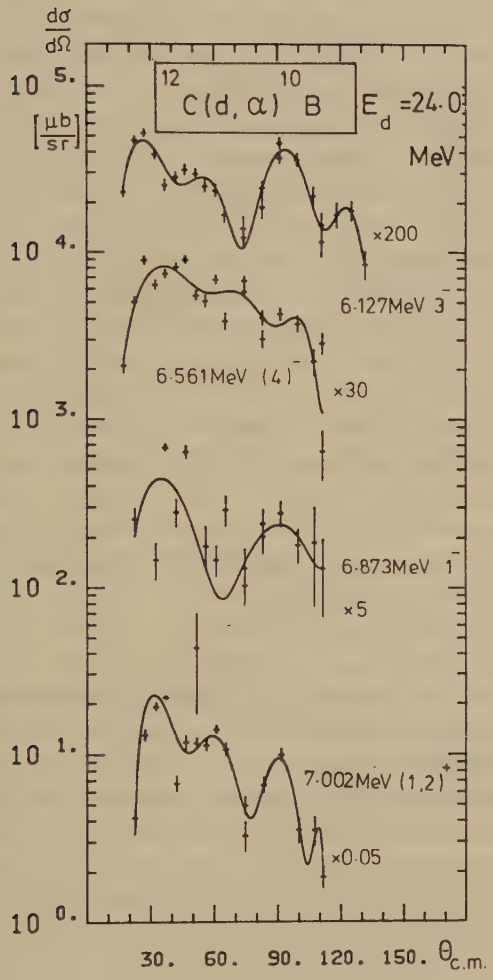


Fig. 17 b:
Fortsetzung von Fig. 17a

Für die Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ liegen bereits umfangreiche Untersuchungen bei unterschiedlichen Deuteroneneinschußenergien zwischen 9 und 40 MeV vor. Baldeweg et al. /42,43/ untersuchten die Reaktion bei Deuteronenenergien von 9.2 bis 13.8 MeV, Yanabu et al. /44,45/ bei Energien zwischen 14.7 und 20 MeV, Pellegrini /46/ bei 15 MeV und Pehl et al. /29/ bei E_d = 24 MeV. Neuere Messungen liegen vor von Cossairt et al. /40/, die die Winkelverteilungen und das Analysiervermögen der Reaktion $^{12}C(\vec{d},\alpha)^{10}B$ bei E_d = 20.7 und 29 MeV bestimmten, und von van der Woude und de Meijer /41/, die Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei 40 MeV Deuteronenenergie durchführten. In den meisten Fällen wurden Übergänge bis zur Anregungsenergie von E_x = 3.587 oder E_x = 4.774 MeV beobachtet und ausgewertet, Pellegrini /46/ und Pehl et al. /29/ beobachteten auch einen Zustand bei E_x = 5.15 MeV, Pehl et al. /29/ außerdem noch einen Zustand bei E_x = 6.05 MeV. Die Ergebnisse von Cossairt et al. /40/, Pehl et al. /29/ und van der Woude und de Meijer /41/ sind in Tabelle 5 mit eingetragen.

Die Form der Winkelverteilungen der vorliegenden Messungen stimmt mit den Ergebnissen von Pehl et al. /29/ und von Cossairt et al. /40/ gut überein. Beim Vergleich der Wirkungsquerschnitte zeigen sich Abweichungen: Die Daten von Pehl et al. liegen um den Faktor 0.75 zu tief, die Daten von Cossairt et al. um den Faktor 1.33 zu hoch. Die Energieabhängigkeit der integrierten Wirkungsquerschnitte für die Übergänge zu den vier tiefsten T = 0-Zuständen im ^{10}B ist in Fig. 18 wiedergegeben, wobei an den Daten von Pehl et al. und Cossairt et al. die erwähnte Korrektur vorgenommen wurde.

Bei den älteren Untersuchungen stand die Frage des Reaktionsmechanismus im Vordergrund. Baldeweg et al. /42,43/ und Yanabu et al. /44,45/ versuchten ihre Ergebnisse mit Hilfe von pick-up- und heavy-particle-pick-up-Rechnungen zu interpretieren. Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment ist wegen der starken Energieabhängigkeit in der Form der Winkelverteilungen sehr unbefriedigend, die Energieabhängigkeit spricht für starke Compound-Reaktions-An-

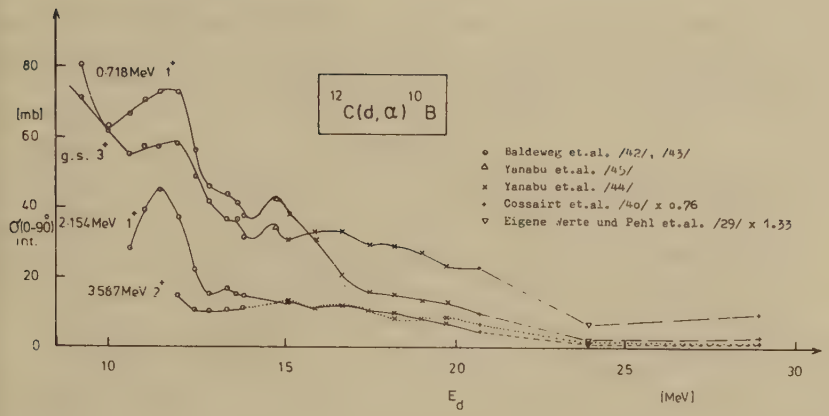


Fig. 18: Energieabhängigkeit des integrierten Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$.

teile in diesem Energiebereich. Die Messungen von Cossairt et al. und von van der Woude und de Meijer zeigen, daß für Energien $E_d > 20$ MeV der Direktreaktionsmechanismus dominierend ist.

Eng verbunden mit der Frage nach dem Reaktionsmechanismus ist die Frage nach der Beobachtung Isospin-verbotener Übergänge. Yanabu et al. /44,45/ und Pellegrini /46/ beobachteten den Isospin- und Drehimpuls-verbotenen Übergang zum Niveau E_x = 1.74 MeV (0^+;1) mit sehr schwacher Intensität. Ausführliche Messungen zu diesem Problem wurden von Jaenicke et al. /47,48/ bei E_d = 13 - 21 MeV und E_d = 26.2 - 29.5 MeV durchgeführt. Die Autoren finden einen differentiellen Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung ($\Theta_{C.M.} = 20^o$), der von 100 µb/sr (E_d = 12.5 MeV) auf etwa 7 µb/sr (E_d = 26 - 30 MeV) abnimmt. Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der vorliegenden Messung, bei der bei $\Theta_{C.M.} \approx 30^o$ ein Wert von 4 µb/sr gefunden wurde. Jaenicke et al. deuteten das Auftreten dieser Isospin-verbotenen Übergänge (die auch bei der Reaktion $^{16}O(d,\alpha)^{14}N$ beobachtet wurden) als Folge eines semidirekten Prozesses, bei dem eine virtuelle El-

Coulomb-Anregung des Deuterons oder ein dem pick-up-Prozess vorausgehender Spin-Flip eines der Nukleonen des Deuterons für die Isospin-Verletzung verantwortlich ist.

Die von Pellegrini und Pehl et al. bei E_x = 5.15 MeV beobachtete Linie besteht aus drei Übergängen zu E_x = 5.11 MeV (2^-;0), 5.164 MeV (2^+;1) und 5.18 MeV (1^+;0) (Γ = 110 keV). Die vorliegende Messung mit dem Magnetspektrographen gestattet eine Aussage über die Intensitätsverhältnisse dieser drei Übergänge. Im Spektrum (Fig. 16) ist die Dreifachlinie vergrößert eingezeichnet. Es zeigt sich, daß die Hauptintensität zum Übergang zu E_x = 5.11 (2^-;0) gehört, gefolgt vom Übergang in den breiten Zustand bei E_x = 5.18 MeV (1^+;0). Eine Anregung des Isospin-verbotenen Übergangs zu E_x = 5.164 MeV (2^+;1) kann nicht nachgewiesen werden.

Der ^{10}B-Zustand bei E_x = 5.110 MeV besitzt nicht-natürliche (negative) Parität. Weitere Zustände mit negativer Parität findet man bei einer Anregungsenergie von E_x = 6.127 MeV (3^-), 6.561 MeV ($(2,4)^-$) und 6.873 MeV (1^-;0+1). In der vorliegenden Messung wurde eine Anregung aller dieser Zustände beobachtet. Vergleicht man die Wirkungsquerschnitte (siehe Tabelle 5), so findet man, daß von den zwölf ausgewerteten Übergängen die vier Übergänge zu den Zuständen mit negativer Parität den kleinsten Wirkungsquerschnitt besitzen, daß aber andererseits diese Wirkungsquerschnitte durchaus in vergleichbarer Größenordnung mit den Wirkungsquerschnitten für Übergänge zu Zuständen positiver Parität liegen. Es soll bereits an dieser Stelle vermerkt werden, daß diese Beobachtung mit dem Modell eines direkten, einstufigen Zweiteilchen-pick-up-Prozesses, also eines L = 2-Transfers, ebensowenig verträglich ist wie die Tatsache, daß auch der 4^+-Zustand bei E_x = 6.025 MeV von der (d,α)-Reaktion so stark angeregt wird.

4. Die Reaktion $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$

Die Reaktion $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$ wurde bei E_d = 24.0 MeV im gesamten Winkelbereich wie im Fall der Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ von 13.0° bis 167.0° im Laborsystem in 3.5° Schritten in Vorwärtsrichtung und in 7.5°-Schritten in Rückwärtsrichtung vermessen. Fig. 19 zeigt ein Spektrum der Reaktion $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$ bei einem Reaktionswinkel von 17.0°. Das ^{13}C-Target bestand aus 71.91 % ^{13}C und 28.09 % ^{12}C. Deswegen findet man in dem Spektrum neben den Linien der Reaktion $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$ auch intensive Linien der Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$. Die Grundzustände der Reaktionen $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$ und $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ haben Q-Werte von 5.1686 MeV und -1.3409 MeV, die Störlinien liegen deshalb im niederenergetischen Teil des $^{13}C(d,\alpha)$-Spektrums, man findet sie ab Anregungsenergien E_x = 6 MeV. Da aber die Wirkungs-

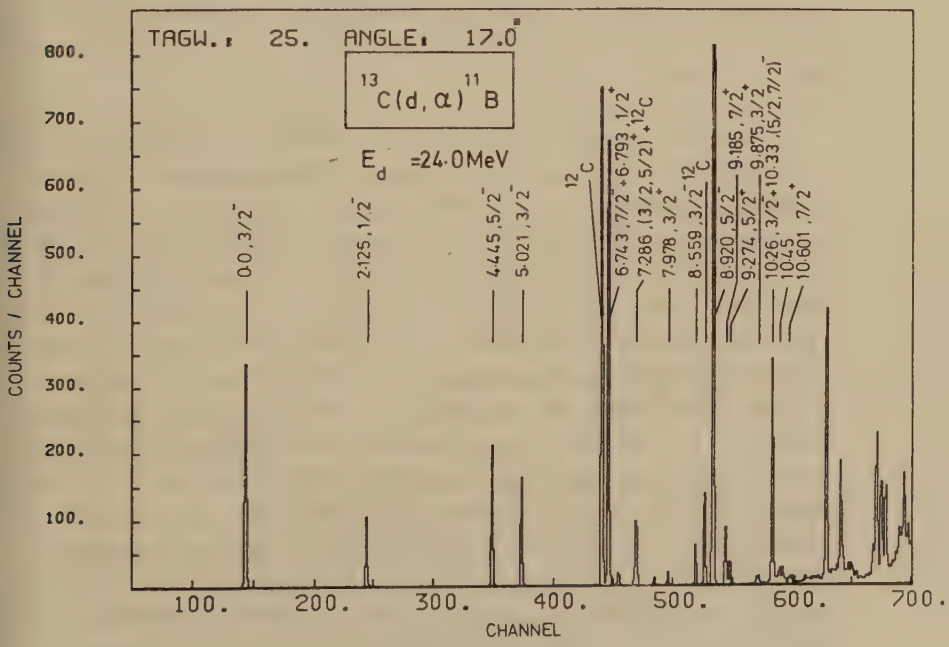


Fig. 19: Spektrum der Reaktion $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$ bei E_d = 24 MeV und Θ = 17°.

querschnitte der Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ getrennt bestimmt wurden (siehe III.3), konnten die Übergänge in $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$ bis zum Zustand mit der Anregungsenergie E_x =10.601 MeV ausgewertet werden.

Fig. 20 zeigt die gemessenen Winkelverteilungen der Übergänge zu Zuständen des Restkerns ^{11}B von E_x = 0.0 MeV bis 10.601 MeV. Die Fehlerbalken geben den einfachen statistischen Fehler an. Die durchgezogenen Kurven sind Legendre-Polynom-Fits nach Formel (15). Die Ergebnisse der Winkelintegration sind in Tabelle 6 wiedergegeben. In derselben Tabelle sind auch die Ergebnisse der Winkelintegration der Zustände von E_x = 0.0 MeV bis 5.021 MeV von Schmidt und Fetscher /49/ bei Deuteronenenergien von 8.85 MeV und 10.68 MeV, die Ergebnisse von Curry et al. /50/ bei Deuteronenenergie von 11.7 MeV und endlich die Ergebnisse von Klabes et al. /51/ bei drei verschiedenen Deuteronenenergien von 12.1 MeV; 13.3 MeV; 14.1 MeV angegeben.

Bei den Winkelverteilungen der Übergänge zu den tiefsten vier Zuständen beobachtet man gute Übereinstimmung zwischen den Messungen von Schmidt und Fetscher (E_d = 8.85 und 10.68 MeV), Curry et al. (11.7 MeV), Klabes et al. (12.1, 13.3 und 14.1 MeV) und den vorliegenden Daten bei 24 MeV. Klabes et al. haben versucht, die Winkelverteilungen durch Direktreaktionsrechnung (Zweiteilchen-pick-up) zu beschreiben. Es ist zu erwarten, daß bei der Einschußenergie von 24 MeV - zumindest bei den Übergängen zu Zuständen mit nicht zu hoher Anregungsenergie - der Direktreaktionsmechanismus gegenüber dem Compoundreaktionsmechanismus dominiert. Dafür spricht auch die Tatsache, daß im vorliegenden Experiment die Zustände mit natürlicher (=negativer) Parität deutlich stärker angeregt werden als die Zustände mit positiver Parität (siehe Fig. 19), und die Energieabhängigkeit der integrierten Wirkungsquerschnitte(Fig. 21), deren Größen sich für Einschußenergien E_d > 13 MeV nicht mehr stark ändern.

Integrierte Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$

E_x MeV	$J^\pi;T$	E_d=8.85MeV /49/	E_d=10.68MeV /49/	E_d=11.7MeV /50/	E_d=12.1MeV /51/	E_d=13.3MeV /51/	E_d=14.1MeV /51/	E_d= 24MeV diese Arb.
		$\sigma(0^o-90^o)$ µb	$\sigma(0^o-90^o)$ µb	$\sigma(0^o-90^o)$ µb	$\sigma(0^o-90^o)$ µb	$\sigma(0^o-90^o)$ µb	$\sigma(0^o-90^o)$ µb	$\sigma(0^o-90^o)$ µb
0.0	$3/2^-;1/2$	27856.0	34980.0	3347.9	5220.8	4007.8	2982.3	1334.1
2.125	$1/2^-;1/2$	7421.7	15461.0	1128.8	1899.7	1813.2	1219.7	308.26
4.445	$5/2^-;1/2$	19150.0	18034.0	1922.9	3400.7	2393.2	1942.8	527.02
5.021	$3/2^-;1/2$	9430.3	15596.0	1632.9	3027.3	1791.6	1721.1	299.14
6.743	$7/2^-;1/2$	---	---	---	---	---	---	2235.7
6.793	$1/2^+;1/2$							
7.286	$(3/2,5/2)^+;1/2$	---	---	---	---	---	---	106.63
7.978	$3/2^+;1/2$	---	---	---	---	---	---	143.16
8.559	$<5/2^-;1/2$	---	---	---	---	---	---	219.72
8.92	$5/2^-;1/2$	---	---	---	---	---	---	2153.6
9.185	$7/2^+;1/2$	---	---	---	---	---	---	226.41
9.274	$5/2^+;1/2$	---	---	---	---	---	---	263.6
9.875	$3/2^+;1/2$	---	---	---	---	---	---	91.28
10.26	$3/2^{(-)};1/2$	---	---	---	---	---	---	623.19
10.33	$(5/2,7/2)^-;1/2$							
10.45		---	---	---	---	---	---	92.57
10.601	$7/2^+$	---	---	---	---	---	---	94.87

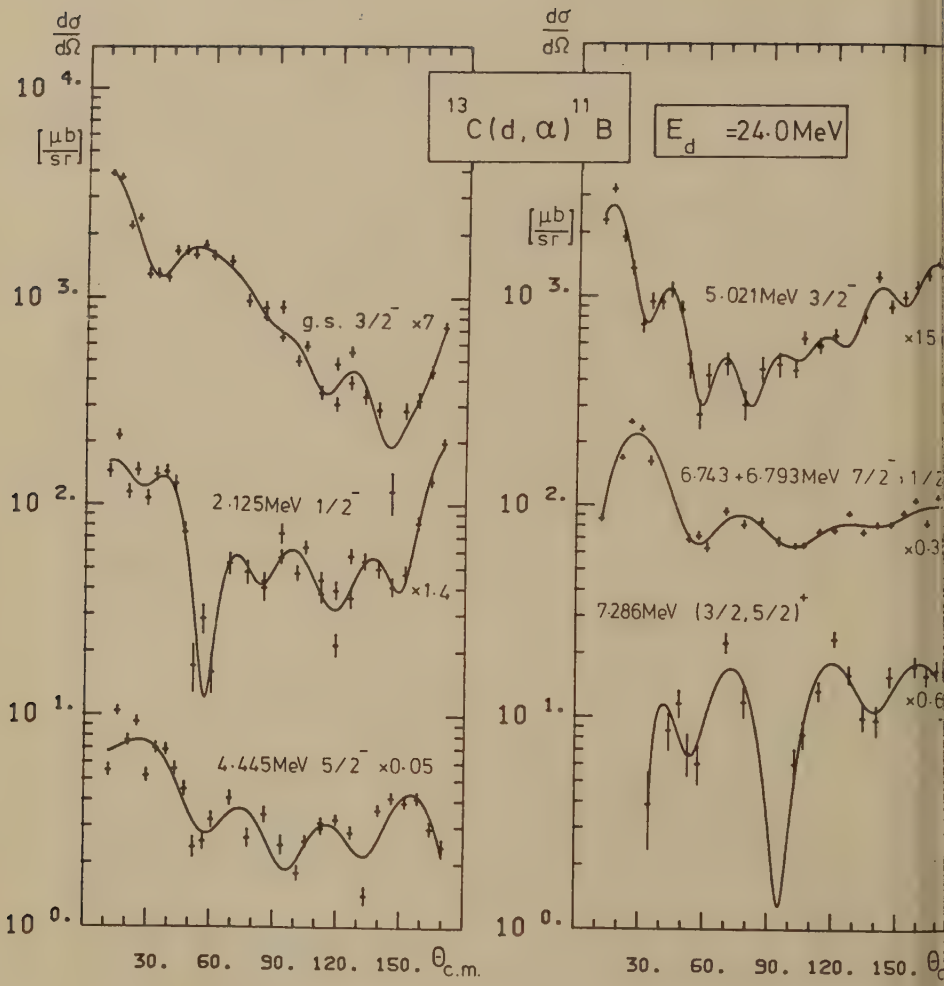


Fig. 20a: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$ bei E_d = 24 MeV. Die durchgezogenen Kurven sind Ergebnisse von Legendre-Polynom-Rechnungen.

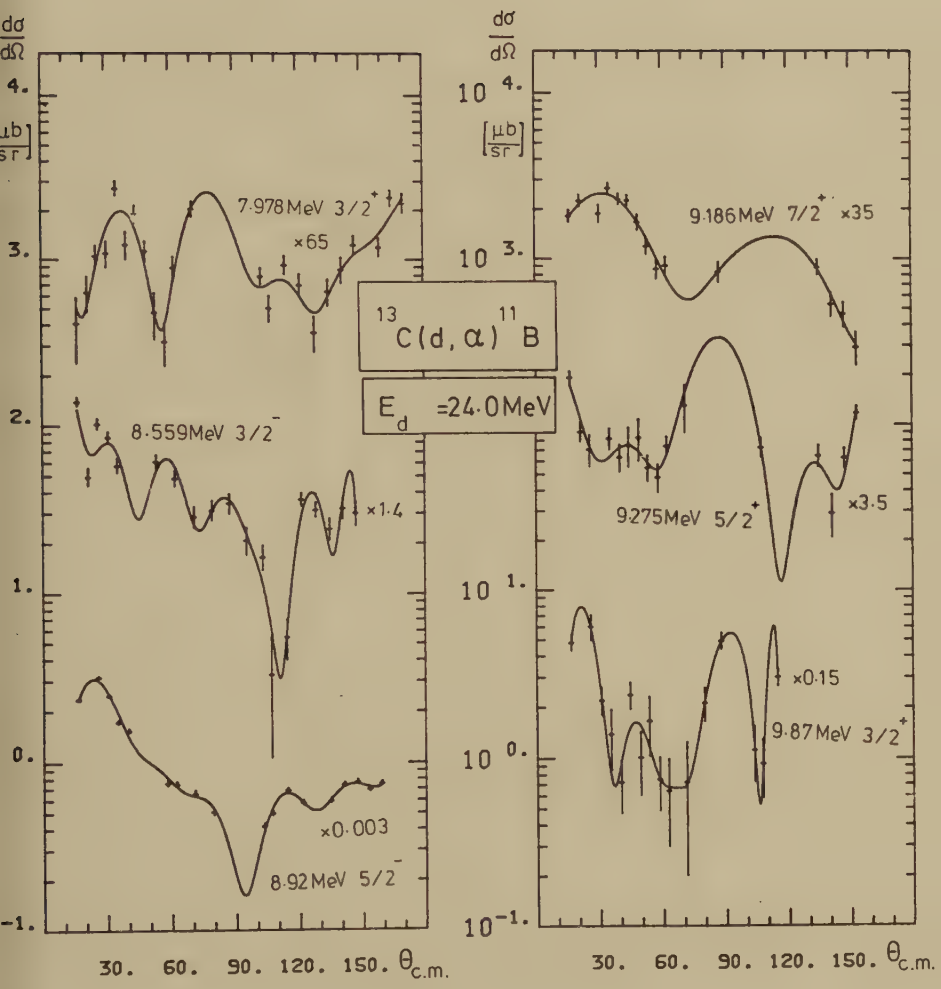


Fig. 20 b:
Fortsetzung von Fig. 20a

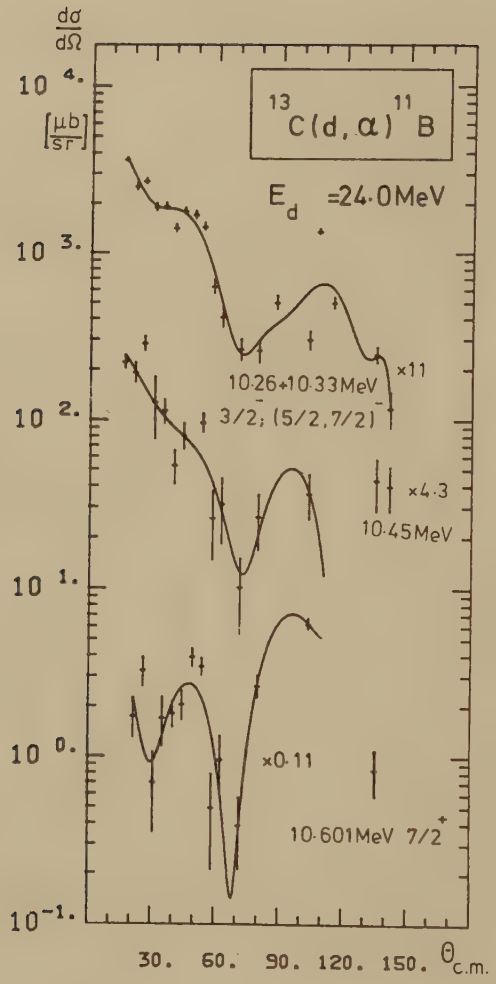


Fig. 20 c:
Fortsetzung von Fig. 20a

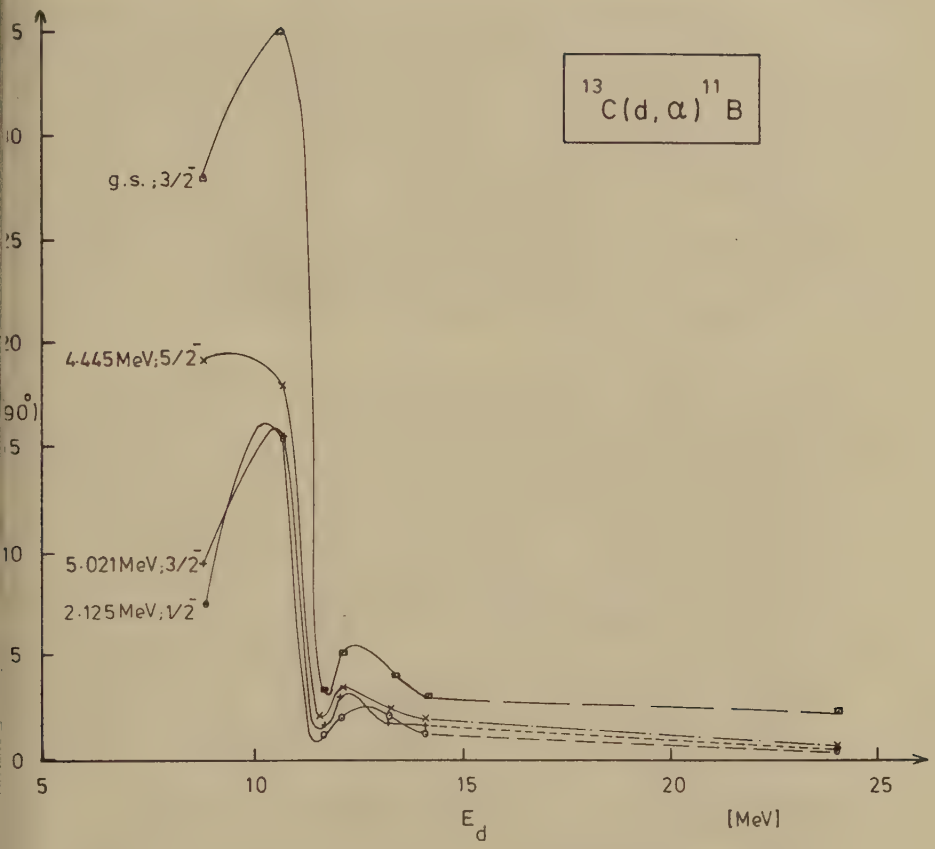


Fig. 21: Energieabhängigkeit des integrierten Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$.

III.5. Die Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$

Die Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ wurde bei acht Protonenenergie zwischen E_p = 16.0 MeV und E_p = 45.0 MeV untersucht, bei allen Energien wurden die vollen Winkelverteilungen zwischen Θ_{Lab} = 10° und 170° ausgewertet. Der Auswertung liegen die älteren Messungen von Scholl /31/, durchgeführt an den MP-Tandems des MPI für Kernphysik, Heidelberg, und der TU München, München-Garching, und die Messungen von Weng /33/ am Isochron-Zyklotron JULIC in Jülich zugrunde. Sie wurden durch eigene Messungen bei E_p = 18.0 MeV und 22.5 MeV am Zyklotron in Hamburg ergänzt.

Die Fig. 9 und 11 zeigen zwei Spektren bei E_p = 22.5 Me (Θ_{Lab} = 40°) und bei E_p = 36.0 MeV (Θ_{Lab} = 10°). Da bei alle Messungen keine reinen ^{13}C-Targets verwendet wurden, findet man Störlinien von den Reaktionen $^{12}C(p,\alpha)^{9}B$ und $^{16}O(p,\alpha)^{13}N$ Aufgrund der Q-Werte der (p,α)-Rekationen an ^{12}C, ^{13}C und ^{16}O (Q = -7.5514, -4.0627 und -5.2183 MeV) beobachtet man eine teilweise Überdeckung der $^{13}C(p,\alpha)$-Linien mit den Linie der Grundzustandsübergänge zu ^{9}B und ^{13}N. Der erste Mehrteilchenkanal ($^{13}C(p, 2\alpha)^{6}Li$) öffnet sich bei einer Energie von 4.461 MeV über dem Grundzustand von ^{10}B, weitere Kanäle folgen bei E_x = 6.026 MeV ($^{13}C(p,\alpha d)^{8}Be$) und E_x = 6.586 MeV ($^{13}C(p,\alpha p)^{9}Be$). Die Dreiteilchenreaktionen führen zu einem kontinuierlichen α-Untergrund, der in den α-Spektren ab Anregungsenergien E_x = 5 MeV beobachtet werden kann. Aufgrun dieser Störeinflüsse konnten die $^{13}C(p,\alpha)$-Spektren nur bis zu einer Anregungsenergie E_x = 7.5 MeV ausgewertet werden.

Die Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ wurde bei Einschußenergien E_p< 20 MeV schon mehrfach untersucht. Von K. Scholl /31/ wurden Messungen im Energiebereich zwischen 13.0 und 18.0 Me durchgeführt. Er hat für 11 Protonenenergien die differentiellen Wirkungsquerschnitte für den Grundzustandsübergang angegeben. Im Bereich zwischen E_p = 13.0 bis 15.0 MeV findet man eine starke Abnahme des Wirkungsquerschnitts mit der Energie, im Bereich zwischen 16 und 18 MeV ist die Form der Winkelverteilungen nur schwach energieabhängig.

Von D. L. Oberg et al. /32/ wurde die Reaktion im Energiebereich zwischen 5.8 und 18.0 MeV untersucht. Differentielle Wirkungsquerschnitte existieren für den Grundzustandsübergang im gesamten gemessenen Energiebereich, für den Übergang zu E_x = 1.74 MeV ab E_p = 7.95 MeV. Anregungsfunktionen wurden angegeben für den Übergang in den Grundzustand und in die angeregten Zustände bei E_x = 0.72, 1.74, 2.15, 3.59, und 5.17 MeV. Die Form der Winkelverteilungen stimmt mit den Daten von Scholl gut überein, sie liegen im Absolutwert allerdings etwa um den Faktor 1.5 höher als die Daten von Scholl.

H. Sauer /31/ hat unter Verwendung der Messwerte von Scholl die Übergänge zu den Zuständen E_x = 0.718 MeV und 2.154 MeV bei den Protonenenergien 14.0 und 18.0 MeV und den Grundzustandsübergang bei E_p = 20 MeV ausgewertet. F. Weng /33/ hat die Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ bei E_p = 22.5, 27.0, 31.0, 36.0, 41.0 und 45.0 MeV gemessen und die differentiellen Wirkungsquerschnitte für den Grundzustandsübergang bei allen Protonenenergien und für die Übergänge zu den ersten drei angeregten Zuständen bei E_p = 22.5, 31.0 und 45.0 MeV ausgewertet und dargestellt. Mit zunehmender Protonenenergie verstärkt sich der Vorwärtsanstieg in den Winkelverteilungen für den Grundzustandsübergang.

Bei einer Einschußenergie von E_p = 65.0 MeV schließlich wurde der Grundzustandsübergang der Reaktion von T. Kammuri et al. /52/ untersucht und mit Hilfe der Direktreaktionstheorie unter Benutzung eines mikroskopischen Formfaktors analysiert.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die Daten von Scholl bei E_p = 16 MeV und 18 MeV und die Daten von Weng neu ausgewertet. Die gewonnenen differentiellen Wirkungsquerschnitte sind zusammen mit den Ergebnissen der Hamburger Messung bei E_p = 18 und 22.5 MeV in Fig. 22 dargestellt. Die Absolutangabe wurde normiert auf die Messung bei E_p = 22.5 MeV.

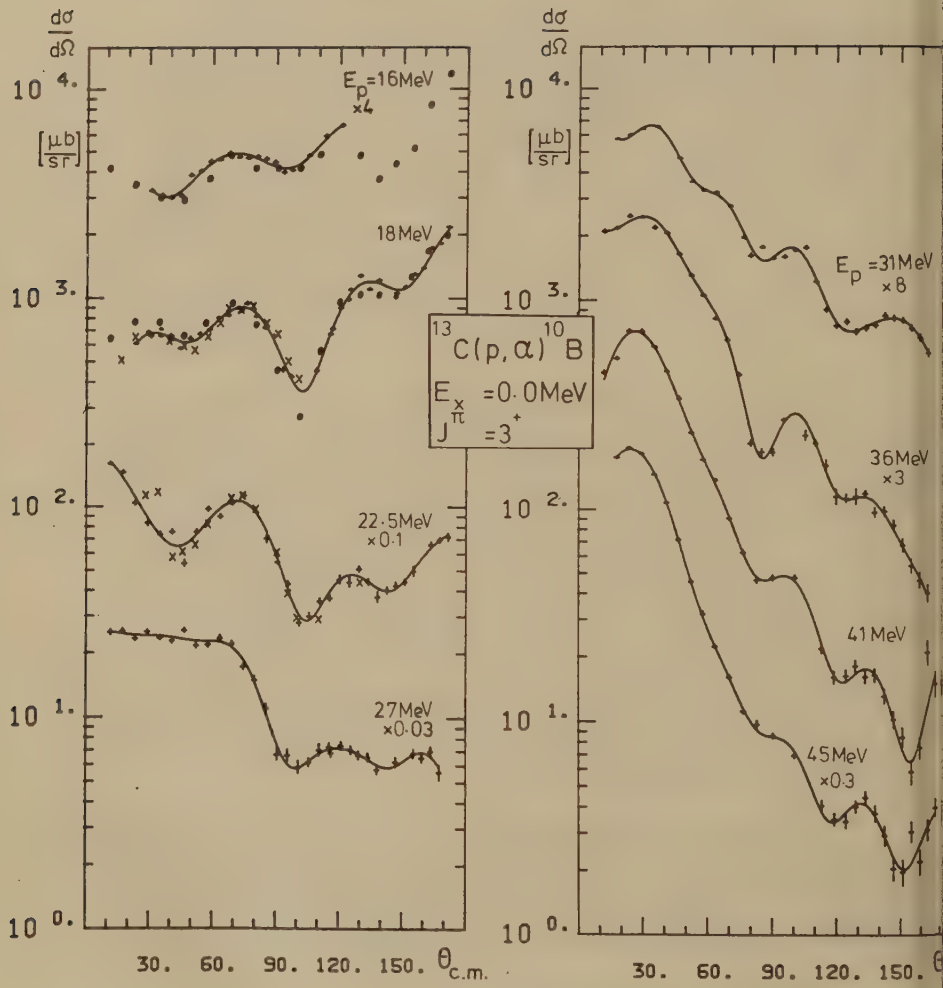


Fig. 22a: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ bei E_p = 16 - 45 MeV. Die durchgezogenen Kurven sind Ergebnisse von Legendre-Polynom-Rechnungen.

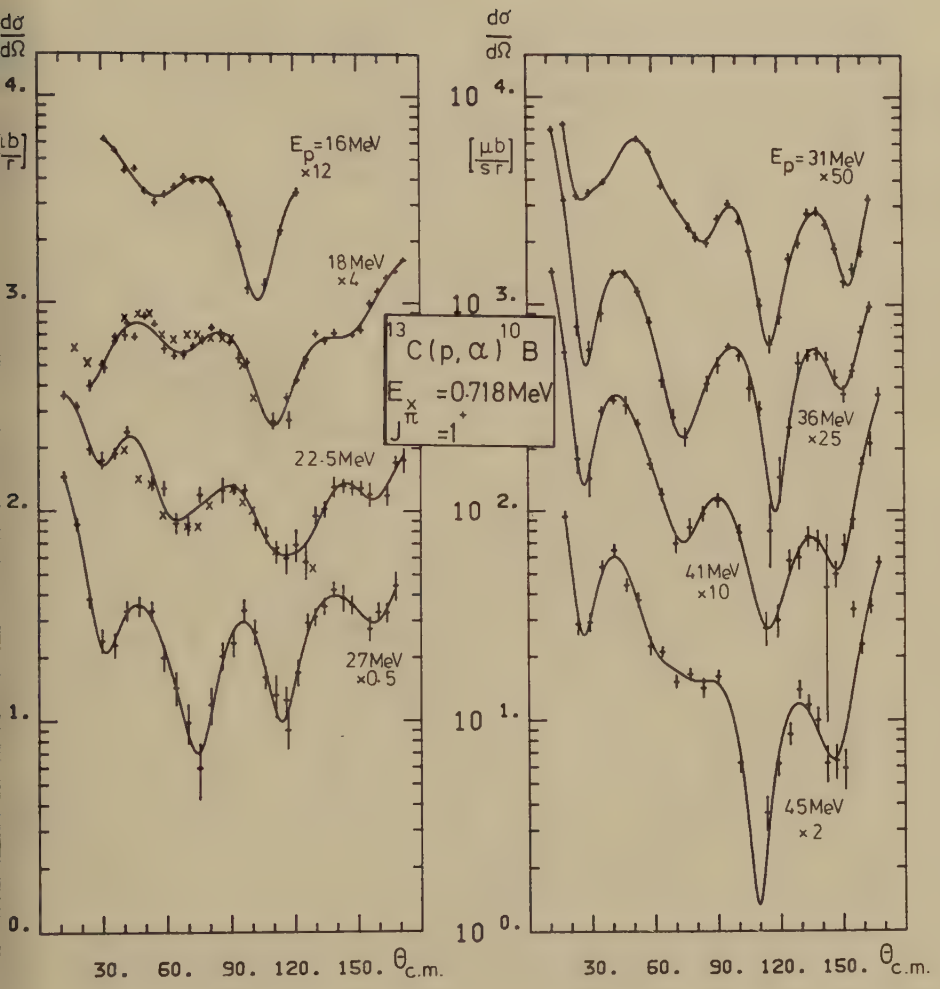


Fig. 22b:
Fortsetzung von Fig. 22a

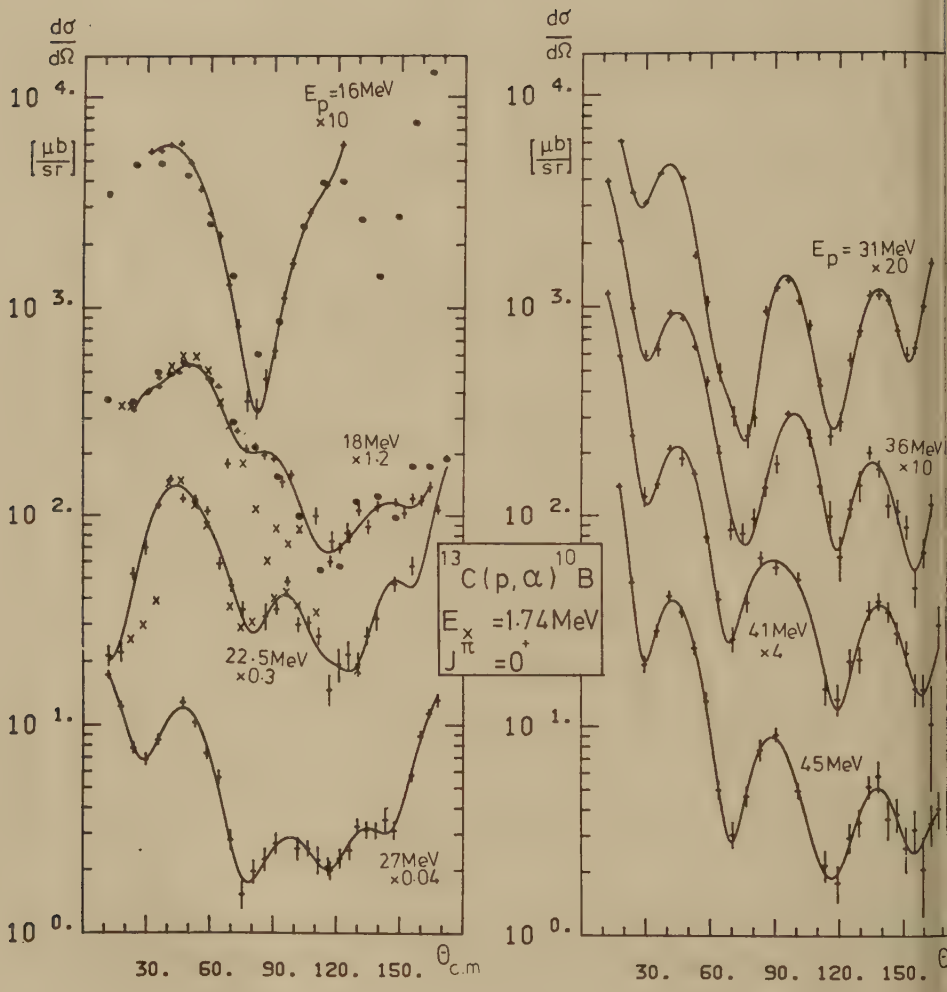


Fig. 22c:
Fortsetzung von Fig. 22a

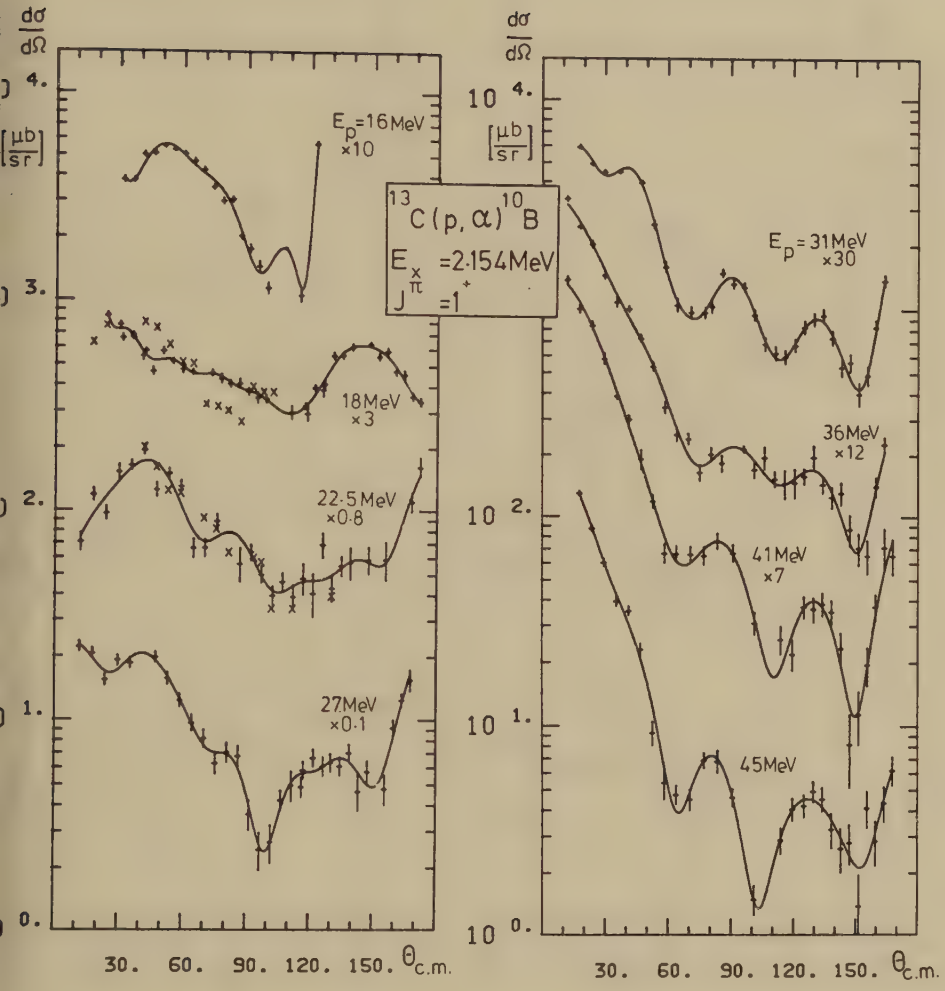


Fig. 22d:
Fortsetzung von Fig. 22a

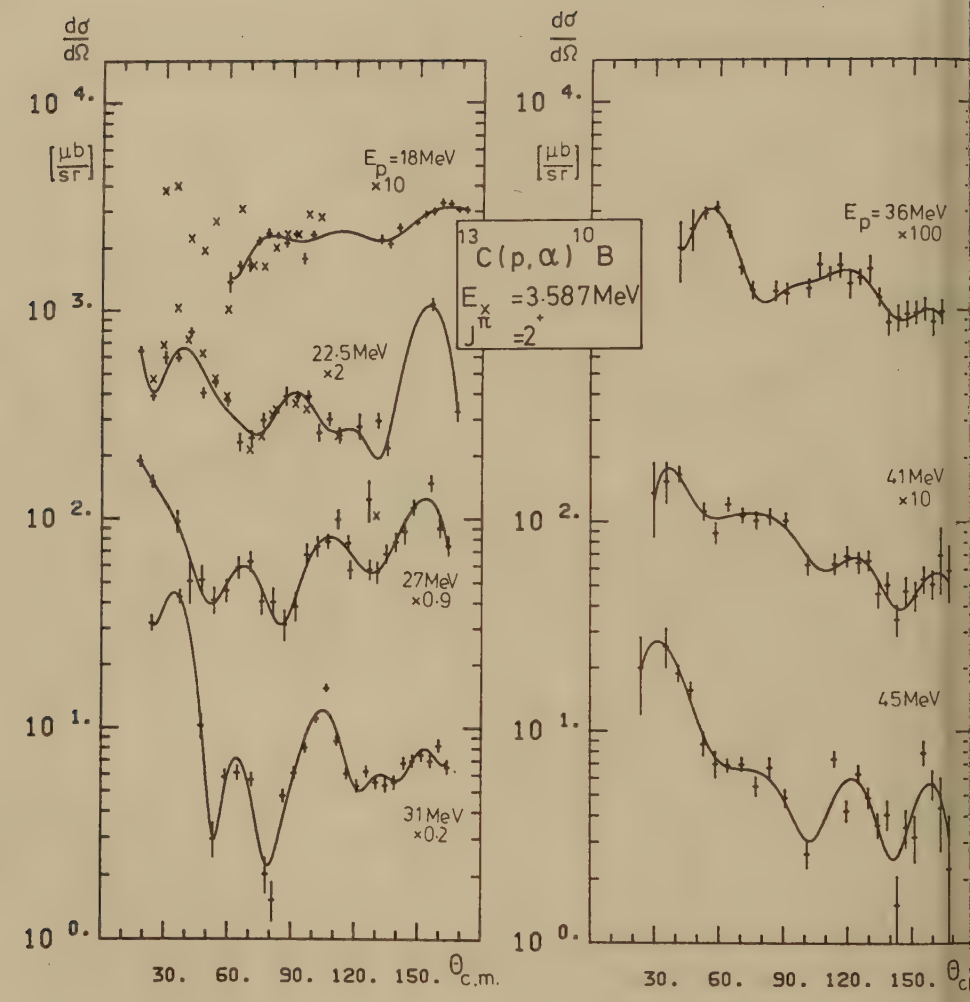


Fig. 22e:
Fortsetzung von Fig. 22a

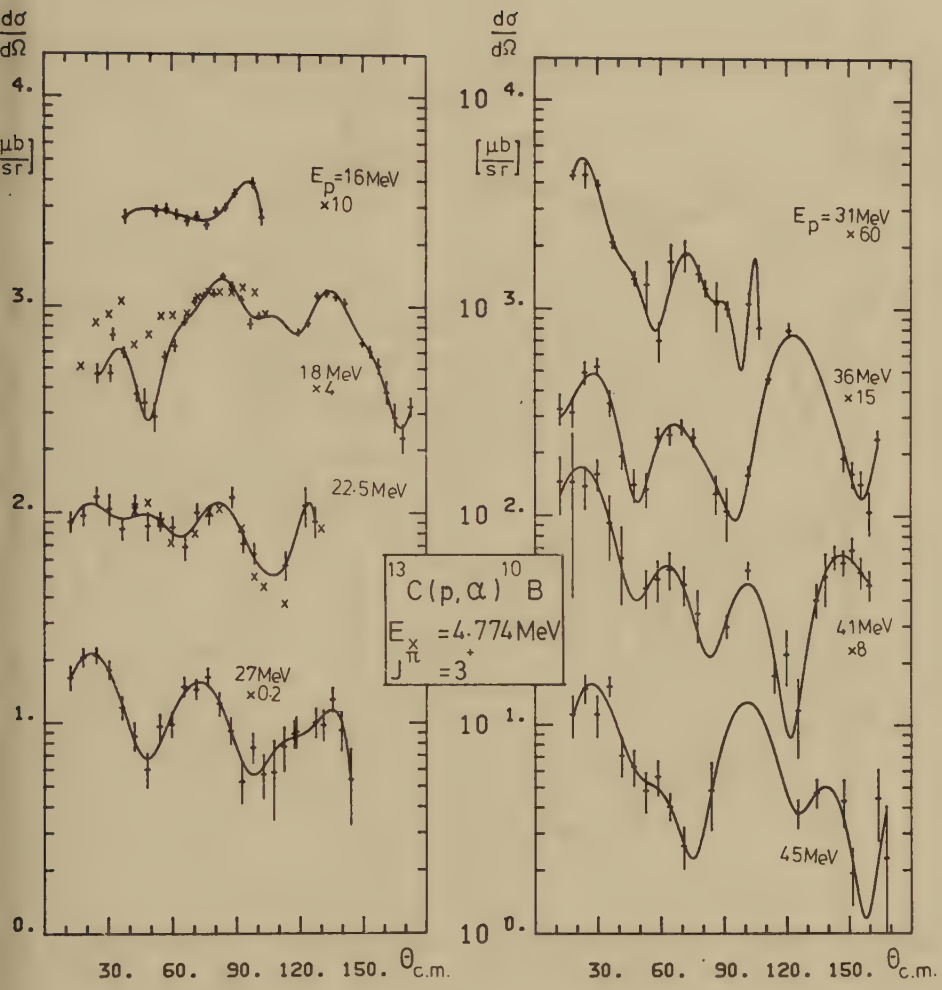


Fig. 22f:
Fortsetzung von Fig. 22a

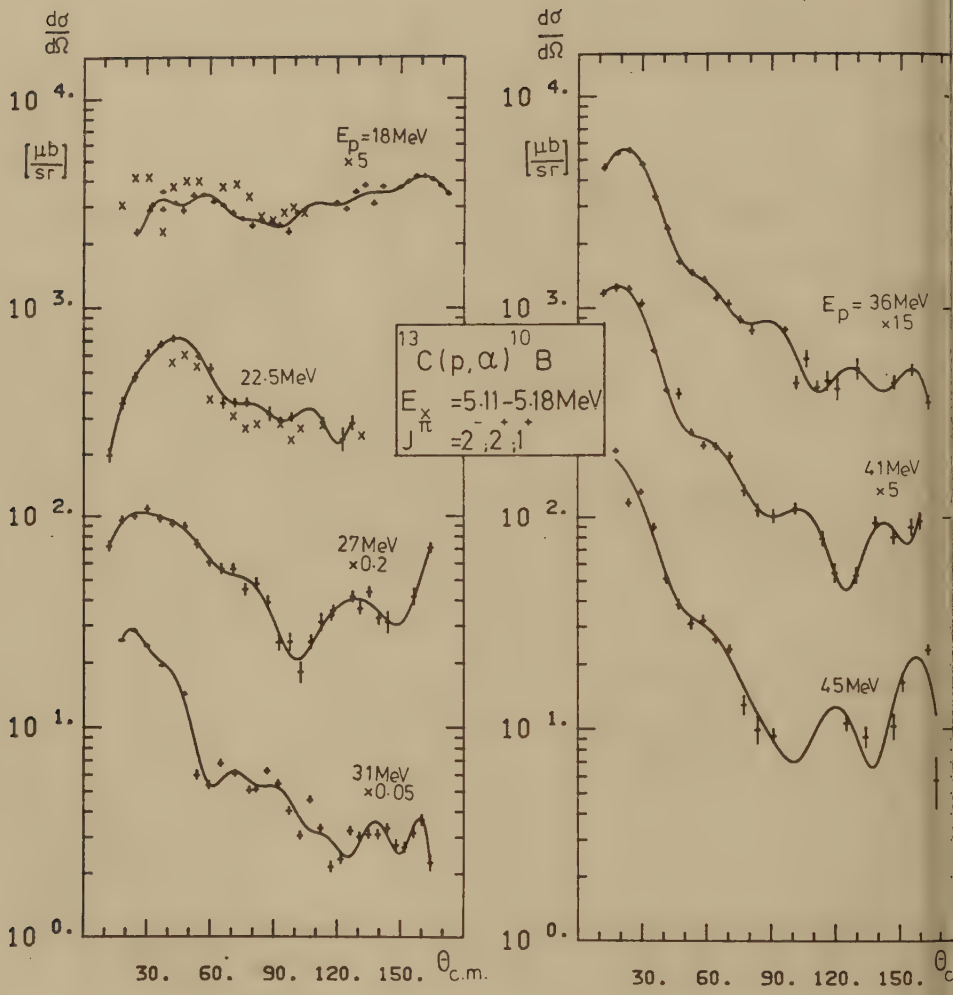


Fig. 22g:
Fortsetzung von Fig. 22a

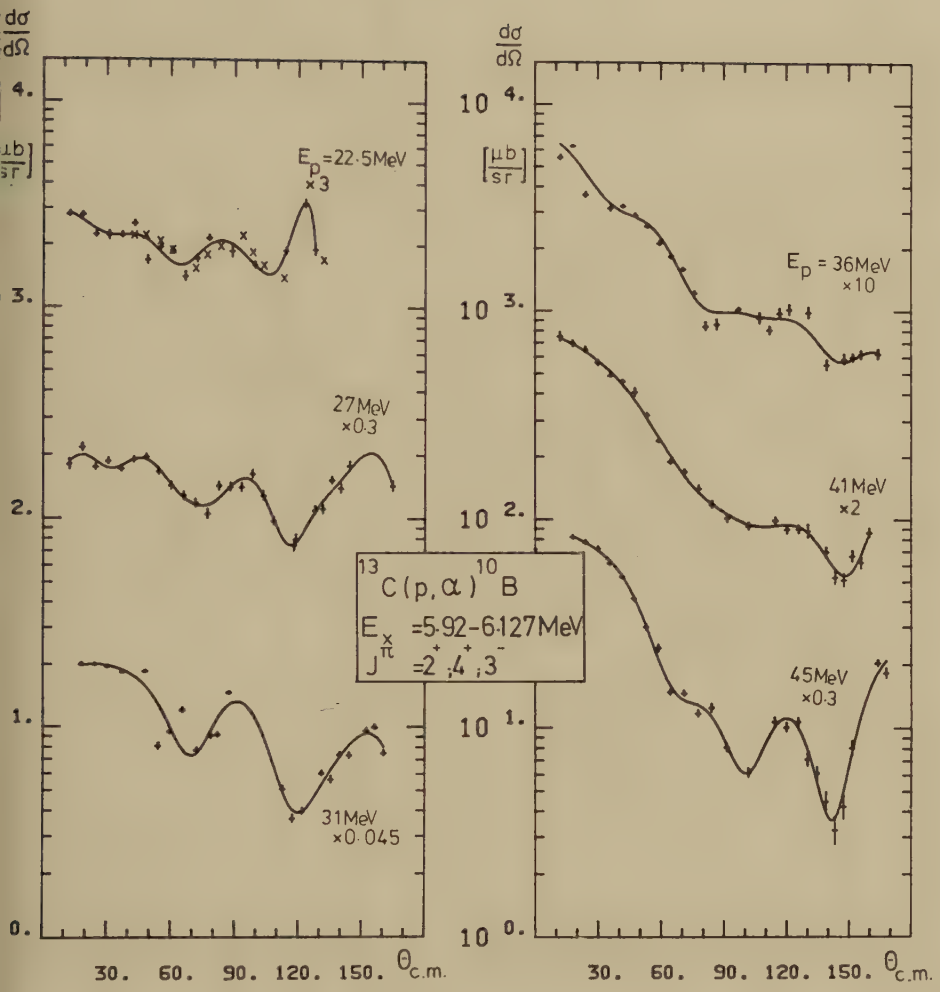


Fig. 22h:
Fortsetzung von Fig. 22a

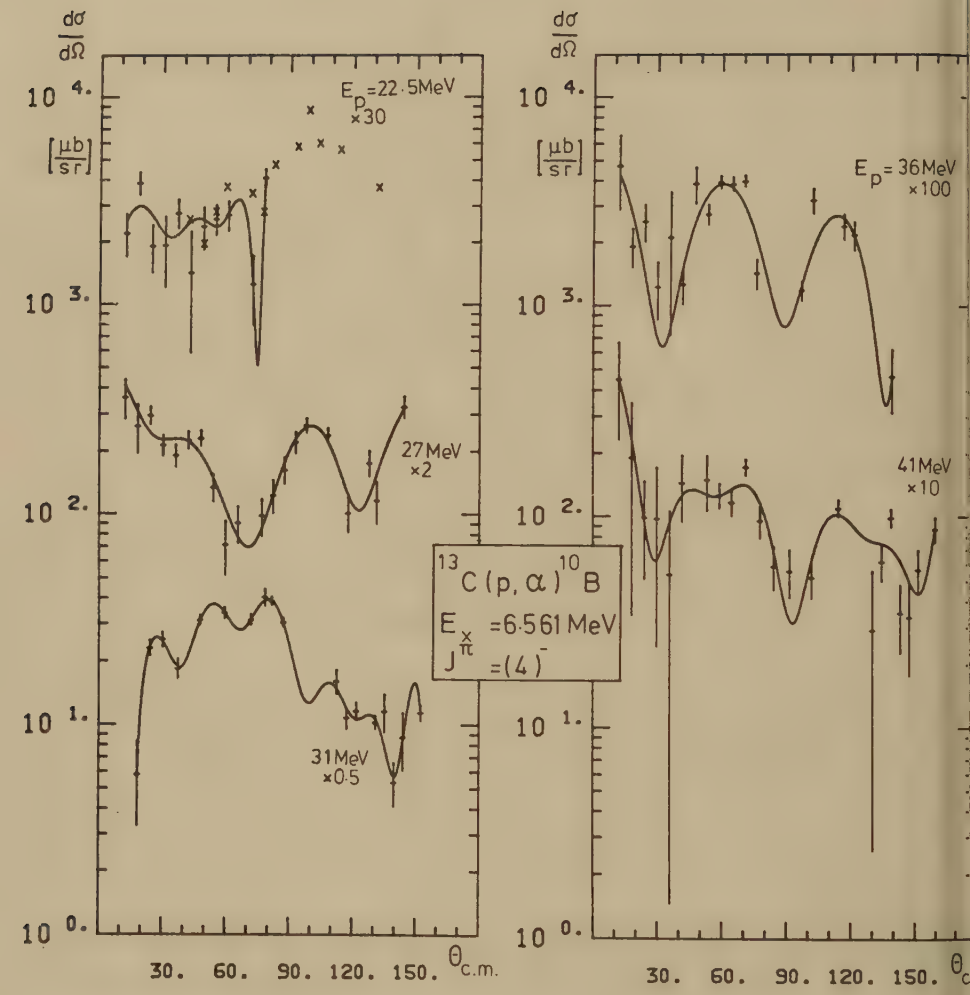


Fig. 22i:
Fortsetzung von Fig. 22a

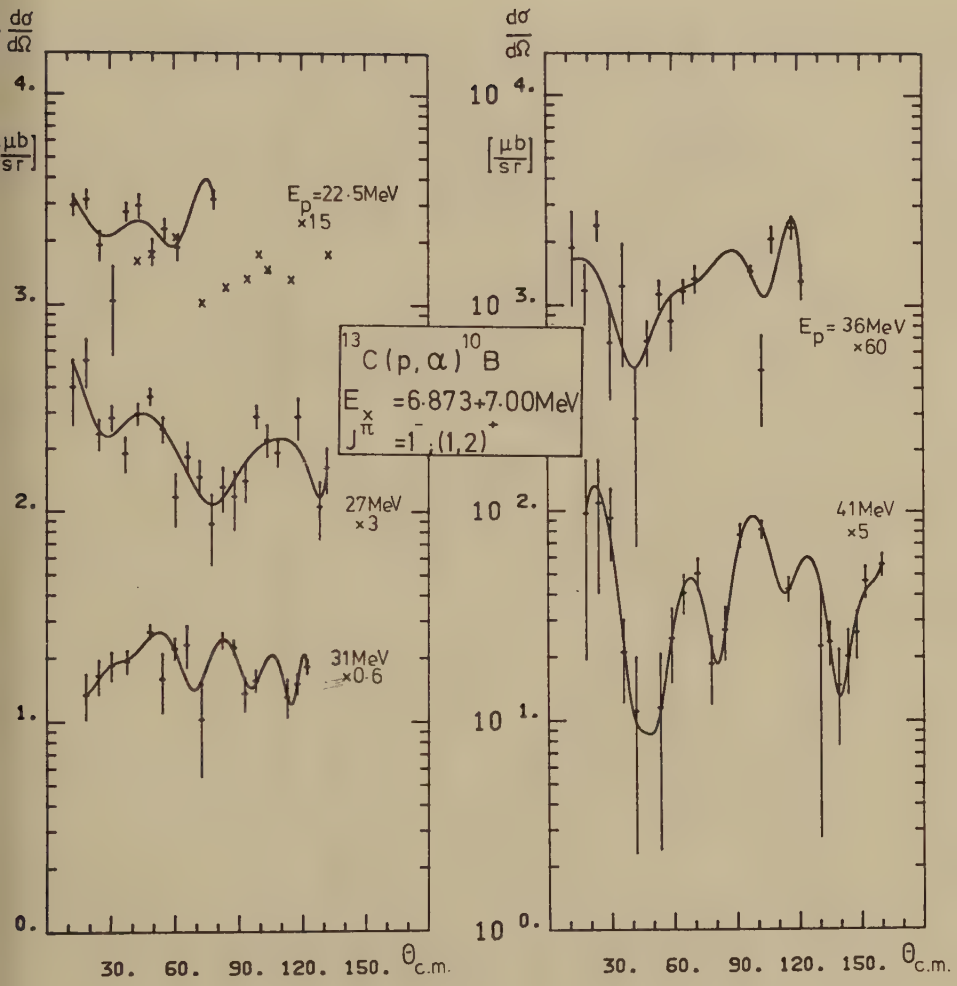


Fig. 22j:
Fortsetzung von Fig. 22a

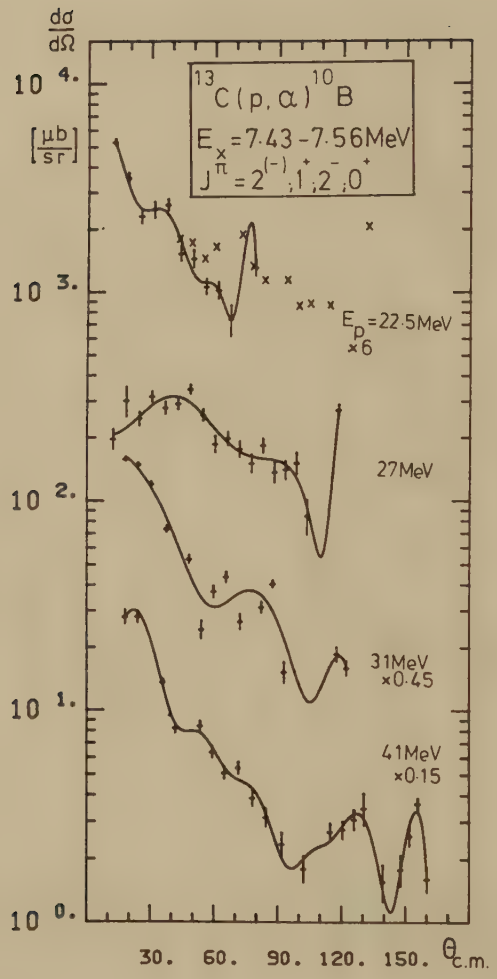


Fig. 22k:
Fortsetzung von Fig. 22a

Bei dieser Energie stimmen die unabhängigen Messungen in Hamburg und Jülich im Absolutwert überein. Da in Hamburg mit demselben Target auch bei E_p = 18 MeV gemessen wurde, konnten die Daten von Scholl an diese Messung angepaßt werden. Es ergab sich, daß die neu ausgewerteten Daten von Scholl und Sauer (Symbol +) mit dem Faktor 1.1 multipliziert, die Daten von Oberg et al. /32/ (Symbol •) durch die Größe 1.2 dividiert werden müssen, um mit den Hamburger Daten (symbol x) übereinzustimmen. Hamburger und Jülicher Daten (Symbol o) stimmen - im Rahmen der Meßfehler - bei E_p = 22.5 MeV überein. Die Fehlerbalken geben die einfachen statistischen Fehler an, die durchgezogenen Kurven sind Legendre-Polynom-Fits gemäß Formel (15).

Die integrierten Wirkungsquerschnitte $\sigma(0^o - 180^o)$ und $\sigma(0^o - 90^o)$ sind in Tabelle 7 wiedergegeben. Die Energieabhängigkeit des integrierten Wirkungsquerschnitts in Vorwärtsrichtung $\sigma(0^o - 90^o)$ ist in Fig. 23 aufgetragen. Der Wert für den Grundzustandsübergang bei E_p = 65 MeV (Symbol ■) stammt aus der Arbeit von T. Kammuri et al. /52/.

Die Form der Winkelverteilungen für den Grundzustandsübergang (Fig. 22) zeigt einen starken Vorwärtsanstieg und eine ausgeprägte Diffraktionsstruktur für Einschußenergien $E_p \geq 31$ MeV, während bei niedrigeren Energien auch ein Anstieg unter Rückwärtswinkeln zu beobachten ist. Die Energieabhängigkeit des integrierten Wirkungsquerschnitts (Fig. 23) zeigt über den gesamten Energiebereich einen monotonen Abfall, nur unterbrochen von einem Anstieg zwischen E_p = 18 MeV und 22.5 MeV. Diese Beobachtungen lassen darauf schließen, daß für Einschußenergien $E_p \gtrapprox 25$ MeV der Direktreaktionsmechanismus überwiegt. Aus Untersuchungen von (p,α)-Reaktionen an ^{11}B, ^{15}N, ^{19}F, ^{23}Na und ^{27}Al ist bekannt /14/, daß bei den (p,α)- Reaktionen an diesen Kernen Beiträge von Compoundkernreaktionen vernachlässigt werden können, wenn die Anregungsenergie den Wert $E_x = B_\alpha + 20$ MeV übersteigt. B_α ist dabei die Bindungsenergie des α-Teilchens im Compoundkern. Rechnet man auch bei der vorliegenden Reaktion mit diesem Grenzwert, so erhält man eine Energie von $E_p \approx 26$ MeV, die mit den oben beschriebenen Beobachtungen gut übereinstimmt.

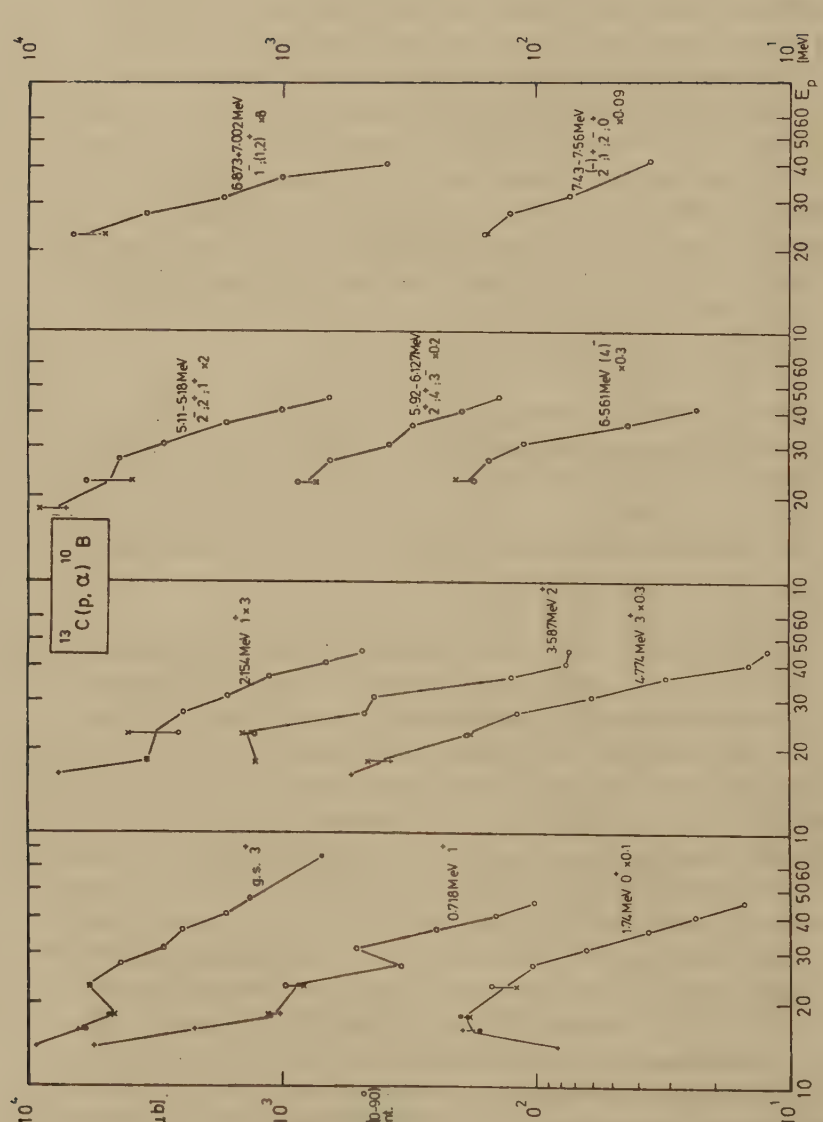


Fig. 23: Energieabhängigkeit des integrierten Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $^{13}C(d,\alpha)\,^{11}B$.

e 7:
====

ierte Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$

in Klammern: $\sigma(0^\circ - 180^\circ)$; Werte ohne Klammern: $\sigma(0^\circ - 90^\circ)$

$J^\pi;T$	14 MeV /31/	16 MeV	18 MeV	22.5 MeV	27 MeV	31 MeV	36 MeV	41 MeV	45 MeV	65 MeV /52/
	σ µb	σ µb	σ µb	σ µb	σ µb	σ µb	σ µb	σ µb	σ µb	σ µb
$3^+;0$	9337.1	6378.0 (13349.0)	4613.8 (8767.0)	5695.2 (9142.4)	4273.0 (5687.4)	2904.4 (4137.3)	2422.1 (2821.8)	1631.5 (1930.6)	1318.6 (1499.0)	685.6
$1^+;0$	5411.6	2190.2	1002.6 (2014.7)	967.6 (1766.3)	337.3 (632.4)	501.4 (828.1)	242.4 (370.4)	141.2 (211.6)	100.5 (150.9)	---
$0^+;1$	817.31	1917.8	1846.1 (2835.3)	1478.3 (2223.8)	1032.1 (1455.0)	625.4 (1008.5)	361.6 (473.2)	234.5 (323.7)	151.8 (209.0)	---
$1^+;0$	---	2529.2	1116.6 (1901.9)	841.1 (1341.3)	801.0 (1029.2)	535.5 (812.7)	369.1 (465.0)	220.4 (280.7)	159.2 (188.3)	---
$2^+;0$	---	---	---	1286.0 (2503.2)	469.0 (737.4)	427.0 (618.2)	122.1 (197.3)	75.9 (139.6)	73.9 (104.3)	---
$3^+;0$	---	1755.1	1227.0 (3202.5)	603.5	395.6 (565.7)	197.7	101.8 (146.0)	48.9 (72.3)	40.4 (70.8)	---
$2^-;0$ $2^+;1$ $1^+;0$	---	---	3585.8 (6733.9)	2959.3	2149.8 (2943.8)	1435.8 (2119.4)	828.4 (1161.8)	482.0 (609.5)	320.3 (378.7)	---
$2^+;0$ 4^+ 3^-	---	---	---	4245.3	3192.6 (6143.3)	1845.2 (3880.7)	1504.7 (2048.1)	967.4 (1287.3)	691.5 (861.9)	---
$(4)^-$	---	---	---	573.9	500.5 (1010.7)	365.8	143.6	78.7 (113.2)	---	---
$1^-;0+1$ $(1+2)^+;0$	---	---	---	832.6	429.5	212.0	126.9	48.3 (144.3)	---	---
$2^{(-)};0+1$ 1^- $2^+;1$ $0^+;1$	---	---	---	1775.7	1396.1	815.4	---	396.1 (494.4)	---	---

Auch beim Übergang zum Zustand E_x = 0.72 MeV findet man im wesentlichen einen Abfall des Wirkungsquerschnitts mit steigender Energie, unterbrochen von einem kurzen Anstieg bei E_p = 31 MeV. Die Winkelverteilungen zeigen ab ca. 27 MeV eine deutliche Diffraktionsstruktur, dasselbe gilt für den Übergang zum T = 1-Zustand mit E_x = 1.74 MeV. Der integrierte Wirkungsquerschnitt zeigt ein breites Maximum zwischen E_p = 16 und 20 MeV. Beim Übergang zum Zustand mit E_x = 2.15 MeV ergibt sich für E_p = 22.5 MeV ein größerer Unterschied zwischen den Hamburger und den Jülicher Ergebnissen. Ab E_p = 31 MeV beobachtet man in den Winkelverteilungen einen starken Anstieg in Vorwärtsrichtung und eine ausgeprägte Diffraktionsstruktur.

Der Übergang zu E_x = 3.59 MeV war schwierig auszuwerten, da er teilweise vom $^{12}C(p,\alpha)^{9}B$(g.s.)-Übergang überlagert war; daraus resultieren bei höheren Energien die großen Fehler unter Vorwärtswinkeln. Auch hier findet man - wie bei dem nur schwach angeregten Übergang zu E_x = 4.774 MeV - bei den höheren Einschußenergien eine deutliche Diffraktionsstruktur.

Die Übergangsgruppen zu $E_x \approx$ 5.15 und 6.0 MeV konnten nicht getrennt werden. Beide Gruppen bestehen aus jeweils drei Übergängen, davon jeweils ein Übergang zu einem Zustand mit nicht-natürlicher (negativer) Parität, die im Modell eines einstufigen Transferprozesses nicht angeregt werden dürfen. Beide Gruppen zeichnen sich durch eine relativ große Übergangsstärke aus, für beide Gruppen beobachtet man bei den höheren Einschußenergien in den Winkelverteilungen einen steilen Vorwärtsanstieg.

Dem folgenden Übergang zu E_x = 6.56 MeV wird in der Literatur /36/ ebenfalls eine negative Parität zugeschrieben, seine Anregungsstärke ist vergleichbar mit der zum Zustand bei E_x = 4.774 MeV. Er konnte nur für Einschußenergien zwischen 22.5 und 41 MeV ausgewertet werden. Die Meßfehler sind - besonders unter Vorwärtswinkeln - sehr groß.

Die beiden letzten Liniengruppen bei $E_x \approx 7$ und 7.5 MeV enthalten wiederum mehrere Übergänge; in beiden befindet sich ein Übergang zu einem Zustand mit Isospinmischung: E_x = 6.873 (1^-;0+1) und E_x = 7.43 MeV (2^-,0+1), die aufgrund ihrer negativen Pairtät sicherlich nur schwach angeregt werden. Damit wäre die vorletzte Gruppe dem Zustand E_x = 7.002 MeV zuzuordnen, die beobachtete Anregungsstärke ist sehr klein. Die letzte Gruppe hingegen zeigt wieder eine größere Intensität. Die Winkelverteilung zeigt bei E_p = 31 und 41 MeV einen Vorwärtsanstieg und deutliche Diffraktionsstruktur.

Vergleicht man alle Übergänge miteinander, so stellt man bei den höheren Einschußenergien eine große Ähnlichkeit in der Form der Winkelverteilung zwischen folgenden Übergängen fest: E_x = 0.718 MeV - E_x = 1.74 MeV: starke Diffraktionsstruktur mit tiefen Minima, 1. Minimum bei ca. 30^o; $E_x \approx$ 5.15 MeV - $E_x \approx$ 6 MeV - $E_x \approx$ 7.5 MeV: schwache Diffraktionsstruktur mit flachen Minima, 1. Minimum bei ca. 100^o. Die Energieabhängigkeit des integrierten Wirkungsquerschnitts zeigt für alle Übergänge einen etwa gleich starken Abfall mit zunehmender Einschußenergie, nur der Grundzustandsübergang verläuft in seiner Energieabhängigkeit etwas flacher.

IV. THEORIE DES MEHRTEILCHENTRANSFERS, DWBA-RECHNUNGEN

Zur Interpretation der Messergebnisse wird angenommen, daß die untersuchten Reaktionen im wesentlichen als Zwei- und Dreiteilchen-Transfer-Prozesse ablaufen. Solche direkte Reaktionen lassen sich im Rahmen der DWBA-Theorie berechnen. In diesem Kapitel wird im ersten und zweiten Abschnitt eine kurze Darstellung der Theorie des Zwei- und Dreiteilchen-Transfers gegeben, im dritten Abschnitt werden die verwendeten Rechenprogramme und die für die Rechnung benötigten Potentialparameter und spektroskopischen Amplituden zusammengestellt.

IV.1. Zweiteilchen-Transfer-Reaktionen

Die mikroskopische Berechnung einer Zweiteilchen-Transferreaktion wurde von Glendenning /1/ entwickelt. Zusammenfassende Arbeiten darüber liegen vor von Glendenning /53/ und von Towner und Hardy /2/. Die Frage des Absolutwertes des Wirkungsquerschnitts, die eng verknüpft ist mit den verwendeten Näherungen für das Wechselwirkungspotential, wurde von Lim /54/ untersucht.

IV.1.1. Die Übergangsamplitude mit mikroskopischem Formfaktor

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion A(d,α)B ist bei Verwendung unpolarisierter Projektile und eines unpolarisierten Targets gegeben durch:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(d,\alpha) = \frac{\mu_{dA}\,\mu_{\alpha B}}{(2\pi\hbar^2)^2}\,\frac{k_\alpha}{k_d}\,\frac{1}{(2J_A+1)(2S_d+1)}\sum_{M_A M_B M_d}\left|T_{(d,\alpha)}(A,B)\right|^2 \qquad (16)$$

Dabei sind μ_{dA} und $\mu_{\alpha B}$ die reduzierten Massen und k_d und k_α die Wellenzahlen im Eingangs- und Ausgangskanal. Bezeichnet man mit E_d und E_α die Projektil- und Ejektilenergie im Schwerpunktsystem und mit Q den Q-Wert der Reaktion, so g

$$k_d^2 = \frac{2\mu_{dA}\, E_d}{\hbar^2} \quad ; \quad k_\alpha^2 = \frac{2\mu_{\alpha B}\, E_\alpha}{\hbar^2} \quad ; \quad E_\alpha = E_d + Q \qquad (17)$$

Zur Bildung des Wirkungsquerschnitts (16) ist über die magnetischen Unterzustände im Eingangskanal zu mitteln und im Ausgangskanal zu summieren. Es bedeuten deshalb J_A und M_A die Spin- und Magnetquantenzahl des Targetskerns, J_B und M_B die des Restkerns und S_d und M_d die des Projektils; J_B wird erst später benötigt.

In der DWBA-Theorie ergibt sich die Übergangsamplitude zu:

$$T^{DWBA}_{(d,\alpha)}(A,B) = \iint d\underline{R}\, d\underline{r}\, \chi^{(-)*}(\underline{k}_\alpha, \underline{r}_{\alpha B}) \langle \psi_\alpha \psi_B | V | \psi_A \psi_d \rangle^a \chi^{(+)}(\underline{k}_d, \underline{r}_{dA}) \qquad (18)$$

In diesem Ausdruck ist die Integration über die Schwerpunktskoordinate $\underline{R} = \frac{1}{2}(\underline{r}_1 + \underline{r}_2)$ und die Relativkoordinate $\underline{r} = \frac{1}{2}(\underline{r}_1 + \underline{r}_2) - \underline{r}_d$ auszuführen. $\underline{r}_1$ und $\underline{r}_2$ bezeichnen die Koordinaten der beiden transferierten Nukleonen, $\underline{r}_d$ die Koordinate des Projektils. $\underline{r}_1$, $\underline{r}_2$ und $\underline{r}_d$ haben ihren Ursprung im Zentrum des Restkerns B (siehe Fig. 24). Die Wellenfunktionen $\chi^{(+)}(\underline{k}_d, \underline{r}_{dA})$ und $\chi^{(-)}(\underline{k}_\alpha, \underline{r}_{\alpha B})$ sind Lösungen der Schrödingergleichung für ein optisches Potential im Eingangs- und Ausgangskanal ("distorted waves"). Sie beschreiben die elastische Streuung des Projektils am optischen Potential des Targetkerns bzw. des Ejektils am optischen Potential des Restkerns. $\chi^{(+)}$ und $\chi^{(-)}$ hängen ab von den Relativkoordinaten $\underline{r}_{dA} = \frac{m_B}{m_A}\underline{R} - \underline{r}$ und $\underline{r}_{\alpha B} = \underline{R} - \frac{m_d}{m_\alpha}\underline{r}$ (Fig. 24). Das antisymmetrisierte Matrixelement $\langle \rangle^a$ in (18) läßt sich umschreiben in:

$$\langle \psi_\alpha \psi_B | V | \psi_A \psi_d \rangle^a = \binom{4}{2}^{1/2} \binom{A}{2}^{1/2} \langle \psi^a_\alpha \psi^a_B | V | \psi^a_A \psi^a_d \rangle \qquad (19)$$

Es hängt ab von den Wellenfunktionen des Projektils ψ^a_d, des Ejektils ψ^a_α, des Targetkerns ψ^a_A, und des Restkerns ψ^a_B. Die Binomalkoeffizienten $\binom{4}{2}^{1/2}$ und $\binom{A}{2}^{1/2}$ folgen aus der Antisymmetrisierung /2/.

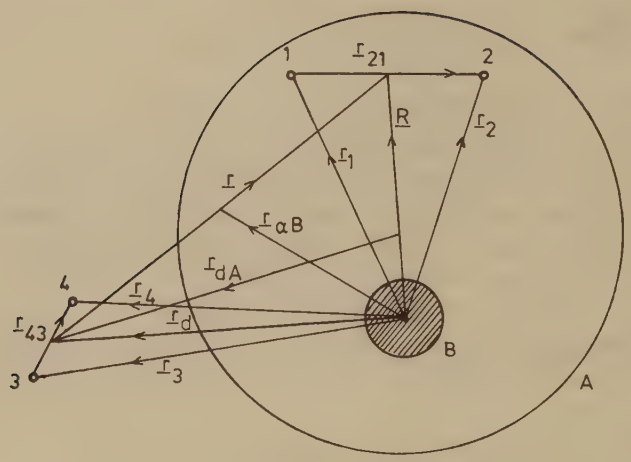


Fig. 24: Die Koordinaten für die Reaktion A(d,α)B

Die Wellenfunktion des Targetkerns ψ_A^a kann nach der Wellenfunktion des Restkerns ψ_B^a und der Wellenfunktion des transferierten Nukleonenpaars ψ_x^a entwickelt werden:

$$\psi_A^a(\xi_A)^{J_A T_A}_{M_A N_A} = \left(\frac{A}{2}\right)^{-1/2} \sum_{\substack{J J_B \\ T T_B}} \sum_{j_1 j_2} S_{AB}^{1/2}(\rho J T) \sum_{\substack{M M_B \\ N N_B}} (J_B M_B J M | J_A M_A)(T_B N_B T N | T_A N_A) \cdot$$

$$\cdot \psi_B^a(\xi_B)^{J_B T_B}_{M_B N_B} \cdot \psi_x^a(\xi_1 \xi_2)^{\rho J T}_{M N} \qquad (20)$$

Dabei sind T_A, T_B bzw. N_A, N_B die Isospinquantenzahl und deren z-Komponente für Target- und Restkern, ξ_A und ξ_B die inneren Koordinaten dieser Kerne. ψ_x^a ist die antisymetrisierte Wellenfunktion des transferierten Nukleonenpaars, die Koordinaten $\xi_i = (\underline{r}_i, \sigma_i, \tau_i)$ mit i = 1,2 sind die Orts-, Spin- und Isospin-Einteilchenkoordinaten. Die Größe ρ bezeichnet einen Satz von Quantenzahlen im Schalenmodell, der den Zustand

des transferierten Teilchenpaares charakterisiert: $\rho = [n_1 l_1 j_1]\ [n_2 l_2 j_2]$. Die Quantenzahlen J, T = O, M und N = O beschreiben Gesamtdrehimpuls, Isospin und deren Z-Komponenten des transferierten Paares. Die Klammerausdrücke (|) sind Clebsch-Gordon-Koeffizienten.

Der Entwicklungskoeffizient $S_{AB}^{1/2}(\rho JT)$ heißt spektroskopische Amplitude. Er kann gewonnen werden aus der Umkehrung von (20):

$$S_{AB}^{1/2}(\rho JT) = \binom{A}{2}^{1/2} < \left[\psi_B^a(\xi_B)^{J_B T_B} \times \psi_x^a(\xi_1 \xi_2)^{\rho JT}\right]^{J_A T_A}_{M_A N_A} \Big| \psi_A^a(\xi_A)^{J_A T_A}_{M_A N_A} > \qquad (21)$$

wobei das Kreuzprodukt die Vektorkopplung zwischen beiden Wellenfunktionen bedeutet:

$$\left[\psi_B^a(\xi_B)^{J_B T_B} \times \psi_x^a(\xi_1 \xi_2)^{\rho JT}\right]^{J_A T_A}_{M_A N_A} = \sum_{M_B} \sum_{N_B} (J_B M_B J M \mid J_A M_A)(T_B N_B T N \mid T_A N_A) \cdot$$

$$\cdot\ \psi_B^a(\xi_B)^{J_B T_B}_{M_B N_B} \cdot \psi_x^a(\xi_1 \xi_2)^{\rho JT}_{MN} \qquad (22)$$

Setzt man (20) in (19) ein und integriert über die inneren Koordinaten ξ_B so erhält man als Folge der Orthogonalität von $\psi_B^a(\xi_B)$ für das Kernmatrixelement:

$$< \psi_\alpha \psi_B \mid V \mid \psi_A \psi_d >^a = \binom{A}{2}^{1/2} \sum_{MN} \sum_{\substack{JT \\ jj}} S_{AB}^{1/2}(\rho JT)\ (J_B M_B J M \mid J_A M_A)(T_B N_B T N \mid T_A N_A) \cdot$$

$$\cdot\ < \psi_\alpha^a \mid V \mid \psi_d^a \psi_x^a(\xi_1 \xi_2)^{\rho JT}_{MN} > \qquad (23)$$

Die Ortsfunktionen von Projektil und Ejektil sind symmetrische Wellenfunktionen, also müssen die Spin-Isospinfunktionen antisymmetrisch sein. Die Ortsfunktionen hängen nur von den inneren Koordinaten ab.

$$\left.\begin{aligned} \psi_d^a &= \varphi_d(r_{43})^{L=0}_{M_L=0} \cdot \chi_d^a(3,4)^{S_d=1,T_d=0}_{M_{S_d},N_d=0} \\ \psi_\alpha^a &= \varphi_\alpha(r,r_{21},r_{43})^{L=0}_{M_L=0} \cdot \chi_\alpha^a(1,2,3,4)^{S_\alpha=T_\alpha=0}_{M_{S_\alpha}=N_\alpha=0} \end{aligned}\right\} \quad (24)$$

Nach einer Transformation von der jj-Kopplung in die LS-Kopplung kann auch die Wellenfunktion des transferierten Nukleonenpaars in Orts- und Spin- Isospinanteil aufgespalten werden, wobei die Spin- Isospinfunktion eine symmetrische Funktion ist.

$$\psi_x^a(\xi_1\xi_2)^{\rho JT}_{MN} = \sum_L \begin{bmatrix} l_1 & l_2 & L \\ 1/2 & 1/2 & S=1 \\ j_1 & j_2 & J \end{bmatrix} \cdot \sum_{M_L M_S} (LM_L SM_S \mid J\,M) \cdot \varphi_x^a(r_1,r_2)^{\rho L}_{M_L} \cdot \chi(1,2)^{ST}_{M_S N} \quad (25)$$

mit

$$\begin{bmatrix} l_1 & l_2 & L \\ 1/2 & 1/2 & S \\ j_1 & j_2 & J \end{bmatrix} = \left[(2L+1)(2S+1)(2j_1+1)(2j_2+1)\right]^{1/2} \cdot \begin{Bmatrix} l_1 & l_2 & L \\ 1/2 & 1/2 & S \\ j_1 & j_2 & J \end{Bmatrix} \quad (26)$$

wobei $\left\{\begin{smallmatrix}\cdots\\ \cdots\end{smallmatrix}\right\}$ das 9j-Symbol bedeutet.

Weil das transferierte Teilchenpaar zusammen mit dem Projektil-Deuteron das Ejektil-α-Teilchen bildet gilt $M_S = -M_d$ und $M_L = M + M_d$. In der Übergangsamplitude entfällt deshalb die Summe über M_L und M_S aus (25). Aus dem gleichen Grund gilt $S = 1$, $T = N = 0$.

Das Wechselwirkungspotential V im Kernmatrixelement ist eine Summe aus vier Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen:

$$V = \sum_{j=1}^{2} \sum_{k=3}^{4} V_{jk} \quad (27)$$

Die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung ist abhängig vom Spin und Isospin des Paares ("Singulett, Triplett"). Das Potential läßt sich faktorisieren in einen Orts- und einen Spin- Isospin-Teil:

$$V_{jk} = U(r_{jk})\,(W + BP^{\sigma}_{jk} - HP^{\tau}_{jk} - MP^{\sigma\tau}_{jk}) \qquad (28)$$

Dabei sind die P^{σ}_{jk}, P^{τ}_{jk} und $P^{\sigma\tau}_{jk}$ Operatoren, die die Spin-, die Isospin- bzw. Spin- und Isospinkoordinate der Nukleonen j und k vertauschen, W, B, H und M sind die Wigner-, Bartlett-Heisenberg- und Majorana-Anteile in der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung.

Setzt man (23) bis (28) in (18) ein und berechnet den Spin- Isospin-Teil mit der üblichen Spin-Algebra /2/, so ergibt sich für die Übergangsamplitude:

$$T^{DWBA}_{(d,\alpha)}(A,B) = \sum_{JM} (J_B M_B JM \mid J_A M_A)\,(T_B N_B TN \mid T_A N_A) \sum_{L} (L(M+M_d)\,1(-M_d) \mid JM)\,(1M_d\,1(-M_d) \mid 00)$$

$$\cdot \sum_{j_1 j_2} b_{ST}\, S^{1/2}_{AB}(\rho JT) \begin{bmatrix} l_1 & l_2 & L \\ 1/2 & 1/2 & 1 \\ j_1 & j_2 & J \end{bmatrix} \cdot D(S,T) \cdot$$

$$\cdot \iint d\underline{R}\, d\underline{r}\; \chi^{(-)*}(k_\alpha, r_{\alpha B}) \cdot F^{\rho L}_{M_L}(R,r) \cdot \chi^{(+)}(k_d, r_{dA}) \qquad (29)$$

Der Clebsch-Gordon-Koeffizient $((S_d = 1)\, M_d(S=1)\,(M_s=-M_d) \mid S=0\; M=0)$ verkoppelt den Spin des Projektils mit dem Spin des transferierten Nukleonenpaares zum Spin des α-Teilchens. Die Größe b_{ST} ist die spektroskopische Amplitude für die leichten Teilchen

$$b_{ST} = (-1)^{m_\alpha + 1} \left(\frac{4}{2}\right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{2}}\, \delta_{S+T,1}\, (T_d N_d TN \mid T_\alpha N_\alpha) = -\frac{\sqrt{6}}{\sqrt{2}}\, (00\,00 \mid 00) = -\sqrt{3} \qquad (30)$$

Der Faktor D(S,T) berücksichtigt die unterschiedliche Stärke des Wechselwirkungspotentials im Singulett- und Triplettzustand und hat die Werte:

$$\left.\begin{aligned} D(S,T) &= D(1,0) = -1 + 1.5(B+H) \\ &= D(0,1) = 1 - 0.5(B+H) \\ |D(S,T)| &< 1 \quad \text{wenn} \quad (B+H) \neq 0 \end{aligned}\right] \qquad (31)$$

Die Größe $F^{\rho L}_{M_L}$ in (29):

$$F^{\rho L}_{M_L}(\underline{R},\underline{r}) = \langle \varphi_\alpha(\underline{r}_1\underline{r}_2\underline{r}_3\underline{r}_4) \left| \sum_{j=1}^{2}\sum_{k=3}^{4} U(\underline{r}_{jk}) \right| \cdot \varphi^{a}_{x}(\underline{r}_1\underline{r}_2)^{\rho L}_{M_L} \cdot \varphi_d(\underline{r}_{43}) \rangle \qquad (32)$$

heißt Formfaktor.

IV.1.2. Der mikroskopische Formfaktor

Um den Formfaktor (32) zu berechnen, müssen wir Ausdrücke für das Potential in Abhängigkeit von $\underline{r}_{jk}$ (j=1,2; k=3,4) und für die Wellenfunktionen φ_d und φ_α in Abhängigkeit von den inneren Koordinaten $\underline{r}$, $\underline{r}_{21}$ und $\underline{r}_{43}$ angeben. Außerdem müssen wir für das transferierte Teilchenpaar eine Koordinationstransformation von $\underline{r}_1$, $\underline{r}_2 \to \underline{R}$, $\underline{r}_{21}$ durchführen. Für das Wechselwirkungspotential $U(\underline{r}_{jk})$ macht man den Ansatz einer Gaussfunktion:

$$U(\underline{r}_{jk}) = U_o \exp(-\beta^2 \underline{r}^2_{jk}) \qquad (33)$$

und benutzt im einfachsten Fall die Glendenning-Näherung

$$V(\underline{r}) = \sum_{j=1}^{2}\sum_{k=3}^{4} U(\underline{r}_{jk}) \approx 4U_o \exp(-\beta^2 \underline{r}^2) \qquad (34)$$

mit den Zahlenwerten U_o = 70 MeV, β = 0.632 fm^{-1} bzw. β^2 = 0.4 fm^{-2}. Für die Wellenfunktion des Deuterons verwendet man die Hulthen-Form:

$$\varphi_d(\underline{r}_{43})^{L=0} = \frac{\left[2C_1C_2(C_1+C_2)\right]^{1/2}}{(4\pi)^{1/2}\cdot(C_2-C_1)} \cdot \frac{e^{-C_1\underline{r}_{43}} - e^{-C_2\underline{r}_{43}}}{\underline{r}_{43}} \qquad (35)$$

mit den Zahlenwerten $C_1 = 0.232\ fm^{-1}$ und $C_2 = 1.62\ fm^{-1}$. Für die Wellenfunktion des α-Teilchens macht man auch einen Gauss-Ansatz /2/, weil in diesem Fall der Formfaktor über $\underline{r}_{21}$ und $\underline{r}_{43}$ integriert werden kann:

$$\varphi_\alpha^{L=0}(\underline{r}_1,\underline{r}_2,\underline{r}_3,\underline{r}_4) = \varphi_\alpha^{(1)}(8\eta_\alpha^2 r^2) \cdot \varphi_\alpha^{(2)}(4\eta_\alpha^2 \underline{r}_{21}^2) \cdot \varphi_\alpha^{(3)}(4\eta_\alpha^2 \underline{r}_{43}^2) \qquad (36)$$

mit $8\eta_\alpha^2 = \nu_\alpha$ und $\eta_\alpha = 0.233\ fm^{-1}$, $\eta_\alpha^2 = 0.05\ fm^{-2}$, $\nu_\alpha = 0.4\ fm^{-2}$ und $\varphi_\alpha^{(i)}(\nu x^2) = (\frac{\nu}{\pi})^{3/4} \cdot \exp(-\frac{1}{2}\nu x^2)$.

Es bleibt die Transformation der Wellenfunktion des transferierten Teilchenpaars $\varphi_x^a(\underline{r}_1, \underline{r}_2)^{\rho L}_{M_L}$. Zunächst läßt sich die Wellenfunktion, mit Berücksichtigung der Antisymmetrisierung, als Produktfunktion schreiben

$$\varphi_x^a(\underline{r}_1,\underline{r}_2)^{\rho L}_{M_L} = g(\rho)\left[\varphi(\underline{r}_1)^{\rho_1} \times \varphi(\underline{r}_2)^{\rho_2}\right]^{\rho L}_{M_L}$$

$$= g(\rho) \sum_{M_{l_1} M_{l_2}} (l_1 M_{l_1} l_2 M_{l_2} | L M_L)\, \varphi(\underline{r}_1)^{n_1 l_1 j_1}_{M_{l_1}} \cdot \varphi(\underline{r}_2)^{n_2 l_2 j_2}_{M_{l_2}} \qquad (37)$$

Dabei rührt der Faktor $g(\rho)$ von der Vertauschungsprozedur her, er hat den Wert $g(\rho) = 1$ wenn $[n_1 l_1 j_1] = [n_2 l_2 j_2]$ und $g = \sqrt{2}$ in allen anderen Fällen. Wählt man die Einteilchen-Wellen-Funktionen als normierte Harmonische-Oszillator-Funktionen

$$\varphi(\underline{r}_i)^{n_i l_i j_i}_{M_{l_i}} = R_{n_i l_i}(\nu r_i^2)\left[i^{l_i} Y_{l_i}^{M_{l_i}}(\hat{r}_i)\right] \qquad i = 1,2 \qquad (38)$$

so lassen sich die Funktionen mit Hilfe der Moshinsky-Transformation in die neuen Koordinaten transformieren /55/:

$$g(\rho) \sum_{M_{l_1} M_{l_2}} (l_1 M_{l_1} l_2 M_{l_2} | L M_L)\, \varphi(\underline{r}_1)^{n_1 l_1 j_1}_{M_{l_1}} \cdot \varphi(\underline{r}_2)^{n_2 l_2 j_2}_{M_{l_2}} = \qquad (39)$$

$$= g(\rho) \sum_{N' n} \langle n_1 l_1 n_2 l_2 : L | N' L n 0 : L \rangle \cdot (00\, L M_L | L M_L) \cdot$$

$$\cdot \Phi_0^{n0}(\underline{r}_{21}) \cdot \Phi_{M_L}^{N'L}(\underline{R})$$

In diesem Ausdruck sind (n, l=0, m_l=0) die Quantenzahlen der Relativbewegung, (N', L, M_L) die Quantenzahlen der Schwerpunktsbewegung des transferierten Nukleonenpaares. Die neuen Funktionen Φ haben die Form:

$$\left.\begin{aligned} \Phi_0^{n0}(\underline{r}_{21}) &= R_{n0}(1/2\,\nu r_{21}^2)\ \left[\, i^0\, Y_0^0(\hat{r}_{21})\,\right] \\ \Phi_{M_L}^{N'L}(\underline{R}) &= R_{N'L}(2\nu R^2)\ \left[\, i^L\, Y_L^{M_L}(\hat{R})\,\right] \end{aligned}\right\} \qquad (40)$$

mit $\nu = (0.9\ A^{1/3} + 0.7)^{-1}\,fm^{-2} \approx 0.36\ fm^{-2}$ für ^{12}C /56/. Dabei wurde angenommen, daß die Relativbewegung ein l = 0-Zustand ist. Die Erhaltung der Oszillatorquanten bei der Moshinskytransformation ergibt

$$\left.\begin{aligned} 2n_1 + l_1 + 2n_2 + l_2 &= 2n + 0 + 2N' + L \\ l_1 + l_2 + 0 + L &= \text{gerade} \end{aligned}\right\} \qquad (41)$$

Die Koeffizienten < : | :> heißen Moshinsky-Klammern, sie sind tabelliert von Brody und Moshinsky /57/ und für l = 0 von Baranger und Davies /58/. Nach dieser Koordinatentransformation ist es jetzt möglich, eine Integration über die Koordinaten $\underline{r}_{21}$ und $\underline{r}_{43}$ durchzuführen: Es ergibt sich

$$\Omega_n = \int \varphi_\alpha^{(2)}(4\eta_\alpha^2 r_{21}^2)\cdot \Phi_0^{n0}(1/2\,\nu r_{21}^2)\, dr_{21} = \left[\frac{(2n+1)!!}{2^n\cdot n!}\right]^{1/2}\cdot \frac{(4\nu\nu_\alpha)^{3/4}}{(\nu+\nu_\alpha)^{3/2}}\cdot\left(\frac{\nu_\alpha-\nu}{\nu_\alpha+\nu}\right)^n$$

$$\Omega_d = \int \varphi_\alpha^{(3)}(4\eta_\alpha^2 r_{43}^2)\cdot \varphi_d(r_{43})\, dr_{43} \approx 0.92$$

Außerdem läßt sich die Abhängigkeit von $\underline{r}$ abseparieren

$$D^{(d,\alpha)}(\underline{r}) = \varphi_\alpha^{(1)}(\underline{r})\cdot V(\underline{r}) = 4U_0\cdot\varphi_\alpha^{(1)}(8\eta_\alpha^2 r^2)\cdot\exp(-\beta^2 r^2) \qquad (44)$$

In der Nullreichweite-Näherung (zero-range-approximation) setzt man:

$$D^{(d,\alpha)}(\underline{r}) \approx D_0^{(d,\alpha)}\cdot\delta(\underline{r}) \qquad (45)$$

Der Zahlenwert von $D_o^{(d,\alpha)}$ ergibt sich dann aus:

$$\left.\begin{aligned} D_o^{(d,\alpha)} &= \int d\underline{r}\, \varphi_\alpha^{(1)}(8\eta_\alpha^2 r^2) \cdot 4U_o \cdot \exp(-\beta^2 r^2) \\ &= 4U_o \left[\frac{8\pi\eta_\alpha^2}{(4\eta_\alpha^2+\beta^2)^2}\right]^{3/4} = 715\ \mathrm{MeV}\cdot\mathrm{fm}^{3/2} \\ D_o^2(d,\alpha) &= 51\cdot 10^4\ \mathrm{MeV}^2\cdot\mathrm{fm}^3 \end{aligned}\right] \qquad (46)$$

Setzt man die gewonnenen Ergebnisse ein, so erhält man für den mikroskopischen Formfaktor:

$$F_{M_L}^{\rho L}(\underline{R},\underline{r}) = D_o^{(d,\alpha)} \cdot g(\rho)\cdot\Omega_d \sum_{N'n} \langle n_1 l_1 n_2 l_2 : L \,|\, N'L\, n0 : L\rangle \cdot \Omega_n \cdot \Phi_{M_L}^{N'L}(\underline{R}) \qquad (47)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt (16) für (d,α)-Reaktion ergibt sich damit:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}^{DWBA}(d,\alpha) = {} & \frac{\mu_{dA}\,\mu_{\alpha B}}{(2\pi\hbar^2)^2}\,\frac{k_\alpha}{k_d}\,\frac{(T_B N_B T N \,|\, T_A N_A)^2}{2S_d+1} \cdot \left[D_o^{(d,\alpha)} \cdot b_{ST}^{(d,\alpha)} \cdot D^{(d,\alpha)}(S,T)\right]^2 \cdot \\ & \cdot \sum_{JMM_d} \left| \sum_L (J_B M_B J M \,|\, J_A M_A)\,(L(M+M_d)1(-M_d)\,|\,JM)(1M_d1(-M_d)\,|\,00) \cdot \right. \\ & \cdot \sum_{\substack{j_1 j_2 \\ N n}} S_{AB}^{1/2}(\rho JT) \begin{bmatrix} l_1 & l_2 & L \\ 1/2 & 1/2 & 1 \\ j_1 & j_2 & J \end{bmatrix} \cdot g(\rho)\cdot\Omega_n\cdot\Omega_d\cdot\langle n_1 l_1 n_2 l_2 : L \,|\, N'L\, n0 : L\rangle \cdot \\ & \left. \cdot \int d\underline{R}\; \chi^{(-)^*}(\underline{k}_\alpha, \underline{r}_{\alpha B}) \cdot \Phi_{M_L}^{N'L}(\underline{R}) \cdot \chi^{(+)}(\underline{k}_d, \underline{r}_{dA}) \right|^2 \end{aligned} \qquad (48)$$

Wie man sieht, muß bei festen J über L kohärent summiert werden. Außerdem wird deutlich, daß sich der Ausdruck wegen der Summe über N' nicht in einen Kernstrukturteil, der die Stärke des Übergangs beschreibt, und einen Kinematikteil ($\int \chi^{(-)^*}\Phi\chi^{(+)}\,d\underline{R}$), der die Form der Winkelverteilung beschreibt, zerlegen läßt.

Eine Verbesserung gegenüber dem bisher beschriebenen Verfahren ergibt sich, wenn man für die Einteilchen-Wellenfunktionen (38) nicht Harmonische-Oszillator-Funktionen wählt, sondern wenn man Einteilchen-Wellenfunktionen benutzt, die sich aus der Lösung der Schrödingergleichung in einem Woods-Saxon-Potential ergeben /59/. Diese Woods-Saxon-Wellenfunktionen können nach Oszillator-Wellenfunktionen entwickelt werden.

Ein weiteres Verfahren wurde von Bayman und Kallio /5/ angegeben. Hier wird die Talmi-Moshinsky-Transformation /59/ numerisch durchgeführt. Die Voraussetzung für die Anwendung der Bayman-Kallio-Methode stimmt mit den hier gemachten Voraussetzungen überein: Es wird angenommen, daß die Bahndrehimpulsquantenzahl der Relativbewegung des transferierten Nukleonenpaares l = 0 ist.

IV.1.3. Semimikroskopische Rechnung

In der semimikroskopischen Rechnung wird ein Cluster-Formfaktor verwendet zusammen mit spektroskopischen Amplituden, die mit Hilfe einer mikroskopischen Rechnung gewonnen werden.

In der Cluster-Näherung werden Projektil und transferiertes Deuteron als Punktteilchen ohne innere Struktur angenommen, die Ausdrücke (20), (34), (36) und (37) werden ersetzt durch:

$$\hat{\psi}^{a}_{A}(\xi_A) = \left(\frac{A}{2}\right)^{-1/2} \sum_{\substack{JJ_B \\ TT_B}} \sum_{LS} \hat{S}^{1/2}_{AB}(LSJT) \left[\psi^{a}_{B}(\xi_B)^{J_B T_B} \times \hat{\psi}_{d_2}(\xi_{d_2})^{LSJT} \right]^{J_A T_A}_{M_A N_A} \tag{49}$$

$$\hat{V} = V_{d_1 d_2}(r) \tag{50}$$

$$\hat{\psi}_{\alpha}(\xi_\alpha) = \varphi_\alpha(\underline{r})^{L_\alpha = 0}_{M_{L_\alpha}=0} \cdot \chi^{a}_{\alpha}(\sigma_\alpha, \tau_\alpha)^{S_\alpha = T_\alpha = 0}_{M_{S_\alpha} = N_\alpha = 0} \tag{51}$$

$$\hat{\psi}_{d_2}(\xi_{d_2}) = \sum_{M_L M_S} (L M_L S M_S | J M) \, \varphi_d(\underline{R})^{LJ}_{M_L} \cdot \chi(\sigma_d, \tau_d)^{S_d = 1 \; T_d = 0}_{M_{S_d} \; N_d = 0} \tag{52}$$

Die Summe über M_L und M_S entfällt wieder in der Übergangsamplitude wegen $M_{S_d} = -M_d$ und $M_L = M + M_d \cdot \hat{\psi}_{d_2}$ ist die Wellenfunktion des transferierten Deuteron-Clusters. Analog zu (29) erhält man nach entsprechenden Einsetzungen und Umformungen:

$$T^{DWBA}_{(d,\alpha)} = \sum_{JM} (J_B M_B JM | J_A M_A)(T_B N_B TN | T_A N_A) \sum_L (L(M+M_d)1(-M_d) | JM) \cdot D(S,T) \cdot$$
$$\cdot (1M_d 1(-M_d) | 00) \cdot b_{ST} \cdot \hat{S}^{1/2}_{AB}(LSJT) \cdot \iint d\underline{R}\, d\underline{r}\; \chi^{(-)*}(\underline{k}_\alpha, \underline{r}_{\alpha B}) \cdot$$
$$\cdot \hat{F}^{LJ}_{M_L}(\underline{R},\underline{r}) \cdot \chi^{(+)}(\underline{k}_d, \underline{r}_{dA}) \qquad (53)$$

wobei der Formfaktor gegeben ist als

$$\hat{F}^{LJ}_{M_L}(\underline{R},\underline{r}) = \left\langle \varphi_\alpha(\underline{r})^0_0 \middle| V_{dd}(\underline{r}) \middle| \varphi_d(\underline{R})^{LJ}_{M_L} \right\rangle = D^{(d,\alpha)}(\underline{r}) \cdot \varphi_d(\underline{R})^{LJ}_{M_L} \qquad (54)$$

mit der radialen Wellenfunktion $\varphi_d(\underline{R})^{LJ}_{M_L}$, die in einem Woods-Saxon-Potential berechnet wird. In der Zero-Range-Näherung setzt man $D^{(d,\alpha)}(\underline{r}) = D^{(d,\alpha)}_o \cdot \delta(\underline{r})$, damit geht der Formfaktor über in:

$$\hat{F}^{LJ}_{M_L}(\underline{R}) \approx D^{(d,\alpha)}_o \cdot \varphi_d(\underline{R})^{LJ}_{M_L} \qquad (55)$$

Vergleicht man den mikroskopischen Formfaktor (47) mit dem Cluster-Formfaktor (55), so sieht man, welche Näherung im mikroskopischen Modell sofort zum Cluster-Ausdruck führt: Wenn die beiden Oszillator-Konstanten ν und ν_α gleich sind: $\nu = \nu_\alpha$, so wird die Integration Ω_n über die Relativkoordinate $\underline{r}_{21}$ nur dann nicht verschwinden, wenn n = 0 ist.

Cluster-Bedingung: $\nu = \nu_\alpha$ (56)

Daraus folgt: n = 0 und $\Omega_n = 1$. Wenn aber n = 0 gilt, d.h. in der Relativbewegung des transferierten Teilchenpaares keine Oszillatorenergie steckt, verschwindet die Mehrdeutigkeit von N'. N' nimmt seinen Maximalwert $N'_{max} = N$ ein. Aus (41) folgt dann:

$$2n_1+l_1 + 2n_2+l_2 = 2N + L = Q = q_1 + q_2 \qquad (57)$$

Q = Gesamtzahl der Oszillatorquanten.
Ersetzt man jetzt noch die verbleibende Harmonische-Oszillator-Funktion $\Phi(\underline{R})^{NL}_{M_L}$ durch die Woods-Saxon-Wellenfunktion $\varphi_d(\underline{R})^{LJ}_{M_L}$, so geht der mikroskopische Formfaktor in den Cluster-Formfaktor über. In dieser Näherung ist der Wirkungsquerschnitt faktorisierbar in einen Strukturfaktor $(\hat{S}_{AB})$ und einen Kinematischen Faktor $(\int \chi^{(-)*} \varphi_\chi^{(+)} \, d\underline{R})$.

IV.1.4. Spektroskopische Amplituden für den Zweiteilchentransfer

In der mikroskopischen Formulierung sind die spektroskopischen Amplituden durch (21) definiert:

$$S^{1/2}_{AB}(\rho JT) = \binom{A}{2}^{1/2} < \left[\psi^a_B(\xi_B)^{J_B T_B} \times \psi^a_x(\xi_1\xi_2)^{\rho JT}\right]^{J_A T_A}_{M_A N_A} \Big| \psi^a_A(\xi_A)^{J_A T_A}_{M_A N_A} > \qquad (21)$$

Um diese Größen im Schalenmodell auszurechnen, muß eine Koordinatentransformation von den Koordinaten ξ, die ihren Ursprung im Zentrum des Restkerns (= Core) B haben, zu Koordinaten ζ vorgenommen werden, die ihren Ursprung im Zentru des Schalenmodellpotentials haben. Diese Koordinatentransformation ist eine Moshinsky-Transformation. Ersetzt man näherungsweise das transferierte Nukleonenpaar durch einen Zweiteilchen-Cluster, so läßt sich die Transformation leicht durchführen und man erhält /10/:

$$S^{1/2}_{AB}(\rho JT) = \binom{A}{2}^{1/2} \left(\frac{A}{A-2}\right)^{Q/2} < \left[\psi^a_B(\zeta_B)^{J_B T_B} \times \psi^a_x(\zeta_1\zeta_2)^{\rho JT}\right]^{J_A T_A}_{M_A N_A} \Big| \psi^a_A(\zeta_A)^{J_A T_A}_{M_A N_A} >$$

$$\equiv \binom{A}{2}^{1/2} \left(\frac{A}{A-2}\right)^{Q/2} < \psi_B^{J_B T_B} \cdot \psi_x^{\rho JT} \,\|\, \psi_A^{J_A T_A} > \qquad (\ldots$$

mit dem Faktor $\left(\frac{A}{A-2}\right)^{Q/2}$ für die "Schwerpunktskorrektur", wobei Q die in (57) eingeführte Gesamtzahl der Oszillatorquanten bedeutet. Das Überlappintegral $<[\psi^a_B x \psi^a_x]|\psi^a_A> \equiv <\psi_B, \psi_x \| \psi$ nennt man den 2 c.f.p., den Zwei-Nukleonen coefficient of fractional parentage.

Die mikroskopisch berechnete spektroskopische Amplitude der semi-mikroskopischen Theorie erhält man, indem man die Ausdrücke für die Übergangsamplituden (53) zusammen mit (55) und (29) zusammen mit (47) miteinander vergleicht. Dabei muß man beachten, daß sich die Summe über N'n unter der Annahme, daß die Oszillator-Konstanten ν und ν_α gleich sind, auf einen Term mit N' = N, n = O reduziert. Die spektroskopische Amplitude der semi-mikroskopischen Theorie, die einen Cluster-Formfaktor verwendet, ergibt sich damit zu:

$$S_{AB}^{1/2}(LSJT) = \sum_{l_1 j_2} S_{AB}^{1/2}(\rho JT) \cdot \begin{bmatrix} l_1 & l_2 & L \\ 1/2 & 1/2 & 1 \\ j_1 & j_2 & J \end{bmatrix} \cdot g(\rho) \langle n_1 l_1 n_2 l_2 : L \,|\, NL\,00 : L \rangle \cdot \Omega_d \qquad (59)$$

Das bedeutet, daß man die mikroskopischen Größen $S_{AB}^{1/2}([n_1 l_1 j_1]\ [n_2 l_2 j_2]JT)$ von der jj- in die LS-Darstellung transformieren und mit einer Moshinsky-Klammer, die für S- und D-Zustände gleich ist, und mit den Faktoren $g(\rho)$ und Ω_d multiplizieren muß. Ein ähnlicher Ausdruck wurde für den Vierteilchen-Transfer von Kurath und Towner /60/ und für den Zwei- und Dreiteilchentransfer von Smith und Peterson /61/ angegeben.

Dreiteilchen-Transferreaktionen

Die mikroskopische Theorie von Dreiteilchen-Transferreaktionen ist völlig analog der Beschreibung von Zweiteilchen-Transferreaktionen. In den ersten mikroskopischen Rechnungen wurden als Einteilchen-Wellenfunktion harmonische Oszillator-Wellenfunktionen benutzt /62/. Falk /3/ erweiterte das Modell dadurch, daß er Einteilchen-Wellenfunktionen benutzte, die in einem Woods-Saxon-Potential berechnet werden, und die nach harmonischen Oszillator-Wellenfunktionen entwickelt werden. Die von Bayman und Kallio /5/ angegebene numerische Berechnung des mikroskopischen Zweiteilchen-Formfaktors wurde von Smith /6/ und von Bayman et al. /7/ auf den Fall des Dreiteilchen-Transfers übertragen. Eine Formulierung der Theorie unter Berücksichtigung von finite-range-Effekten wurde von Falk et al. /63/ und von Oberhummer /4/ angegeben, eine Darstellung unter Einbeziehung des Iso-

spin stammt von Kunz et al. /8/ und von Oberhummer et al. /4
Da die vorliegenden Messergebnisse im Rahmen der semi-mikro-
skopischen Beschreibung analysiert werden, soll hier auf ein
Beschreibung der mikroskopischen Theorie der (p,α)-Reaktione
verzichtet werden. Im folgenden wird nur auf die semi-mikro-
skopische Beschreibung eingegangen, bei der spektroskopische
Amplituden, die im SU (3)-Schema berechnet werden, mit
Dreiteilchen-Cluster-Formfaktoren verwendet werden.

IV.2.1. Die Übergangsamplitude im semi-mikroskopischen Modell

Die Ableitung der Übergangsamplitude für den (p,α)-Prozess erfolgte in völliger Analogie zum (d,α)-Prozess. An die Stelle der Deuteron-Cluster-Wellenfunktion $\hat{\psi}_d$ tritt jetzt eine Triton-Cluster-Wellenfunktion, an die Stelle des Wechselwirkungspotentials $\hat{V} = V_{dd}(\underline{r})$ tritt das Potential $\hat{V} = V_{pt}(\underline{r})$. Die Ausdrücke (49) - (52) werden jetzt ersetzt durch:

$$\hat{\psi}^{a}_{A}(\xi_A)^{J_A T_A}_{M_A N_A} = \left(\frac{A}{3}\right)^{-1/2} \sum_{\substack{JJ_B \\ TT_B}} \sum_{LS} \hat{S}^{1/2}_{AB}(LSJT) \left[\psi^{a}_{B}(\xi_B)^{J_B T_B} \times \hat{\psi}_t(\xi_t)^{LSJT} \right]^{J_A T_A}_{M_A N_A} \tag{6}$$

$$\hat{V} = V_{p,t}(\underline{r}) \tag{6}$$

$$\hat{\psi}^{a}_{\alpha}(\xi_\alpha) = \varphi_\alpha(\underline{r})^{L_\alpha=0}_{M_L=0} \cdot \chi^{a}_{\alpha}(t,p)^{S_\alpha=T_\alpha=0}_{M_{S_\alpha}=N_\alpha=0} \tag{6}$$

$$\hat{\psi}_t(\xi_t) = \sum_{M_L M_S} (LM_L SM_S | JM) \cdot \varphi_t(\underline{R})^{LJ}_{M_L} \cdot \chi(\sigma_t \tau_t)^{S=1/2\,,T=1/2}_{M_{S_t}\,,N=1/2} \tag{6}$$

Die Summe über M_L und M_S entfällt wieder in der Übergangsamplitude wegen $M_S = -M_p$, $M_L = M + M_p$. Für die Übergangsamplitude $T^{DWBA}_{(p,\alpha)}(A,B)$ ergibt sich dann

$$T^{DWBA}_{(p,\alpha)}(A,B) = \sum_{JM} (J_B M_B J M \mid J_A M_A)(T_B N_B T N \mid T_A N_A) \sum_L (L(M+M_p)\,1/2\,(-M_p) \mid JM) \cdot$$

$$\cdot (1/2\,M_p\,1/2(-M_p) \mid 00) \cdot S^{1/2}_{p\alpha} \cdot \hat{S}^{1/2}(LSJT) \cdot$$

$$\cdot \iint dR\; X^{(-)*}(k_\alpha, r_{\alpha B}) \cdot \hat{F}^{LJ}_{M_L}(R,r) \cdot X^{(+)}(k_p, r_{pA}) \qquad (64)$$

mit dem Formfaktor

$$\hat{F}^{LJ}_{M_L}(R,r) = \langle \varphi_\alpha(r)^0_0 \mid V_{p,t}(r) \mid \varphi_t(R)^{LJ}_{M_L} \rangle = D^{(p,\alpha)}(r) \cdot \varphi_t(R)^{LJ}_{M_L} \qquad (65)$$

Die radiale Wellenfunktion $\varphi_t(R)^{LJ}_{M_L}$ wird in einem Woods-Saxon-Potential berechnet.

In der zero-range-Näherung setzt man wiederum $D(\underline{r}) = D_o^{(p,\alpha)} \cdot \delta(r)$, damit lautet der Formfaktor

$$F^{LJ}_{M_L}(R) \approx D_o^{(p,\alpha)} \cdot \varphi_t(R)^{LJ}_{M_L} \qquad (66)$$

Aus mikroskopischen Rechnungen ergibt sich für $D_o^{(p,\alpha)}$ der Wert

$$D_o(p,\alpha) = 506\ \text{MeV}\cdot\text{fm}^{3/2}\ , \quad D_o^2(p,\alpha) = 2{\cdot}56{\cdot}10^5\ \text{MeV}^2\cdot\text{fm}^3 \qquad (67)$$

Die Größe $S^{1/2}_{p\alpha}$ in (64) ist die spektroskopische Amplitude für die leichten Teilchen p + t → α. Diese Größe ergibt sich aus der mikroskopischen Theorie zu:

$$S^{1/2}_{p\alpha} = \left(\tfrac{4}{3}\right)^{1/2} (T_p N_p T N \mid T_\alpha N_\alpha) = \left(\tfrac{4}{3}\right)^{1/2} (1/2\;1/2\;1/2\;-1/2 \mid 00)$$
$$= 2 \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} \qquad (68)$$

Sie entspricht der Größe b_{ST} (Ausdruck (30)) bei der (d,α)-Reaktion.

IV.2.2. Spektroskopische Amplituden für den Dreiteilchentransfer in SU (3)-Darstellung

Die spektroskopische Amplitude für den Triton-Cluster-Transfer ist definiert durch (60). Aus der Umkehrung dieses Ausdrucks folgt:

$$\hat{S}_{AB}^{1/2}(LSJT) = \left(\frac{A}{3}\right)^{1/2} < \left[\overset{a}{\psi}_B(\xi_B)^{J_B T_B} \times \psi_t(\xi_t)^{LSJT} \right]^{J_A T_A}_{M_A N_A} \Big| \overset{a}{\psi}_A(\xi_A)^{J_A T_A}_{M_A N_A} > \quad (6$$

Als nächstes geht man zu Schalenmodellfunktionen mit neuen Koordinaten ζ über. In Analogie zu (58) ergibt sich:

$$\hat{S}_{AB}^{1/2}(LSJT) = \left(\frac{A}{3}\right)^{1/2} \left(\frac{A}{A-3}\right)^{Q} < \left[\overset{a}{\psi}_B(\zeta_B)^{J_B T_B} \times \psi_t(\zeta_t)^{LSJT} \right]^{J_A T_A}_{M_A N_A} \Big| \overset{a}{\psi}_A(\zeta_A)^{J_A T_A}_{M_A N_A} > \quad (7$$

Nun ersetzen wir die Clusterfunktion durch einen vollständigen Satz von Dreiteilchen-Schalenmodell-Wellenfunktionen $\psi_\beta(\zeta_1\zeta_2\zeta_3)$ wobei β alle Quantenzahlen sind, die zur Beschreibung der Dreiteilchenzustände notwendig sind:

$$\hat{S}_{AB}^{1/2}(LSJT) = \left(\frac{A}{3}\right)^{1/2} \left(\frac{A}{A-3}\right)^{Q/2} \sum_\beta < \psi_B \psi_\beta \Big| \Big] \psi_A > < \psi_t(\zeta_t)^{LSJT}_{M\ N} \Big| \psi_\beta(\zeta_1\zeta_2\zeta_3) > \quad (7$$

Verwendet man für die Schalenmodell-Wellenfunktionen Oszillatorfunktionen, kann man sie transformieren in eine Funktion der inneren Bewegung, deren Ortsanteil vollständig symmetrisch gegen Nukleonenvertauschung ist und die keine Oszillatorquanten enthält (Os-Zustand), multipliziert mit einer Funktion für den Clusterschwerpunkt, die alle Oszillatorquanten Q enthält und durch den Bahndrehimpuls L des Clusters ausgezeichnet ist. Zur Beschreibung der transferierten Nukleonen bietet sich die SU (3)-Darstellung der Schalenmodell-Wellenfunktion an, da die führende $(\lambda\mu) = (QO)$-Darstellung die totale Stärke für die Projektion in einem inneren Os-Cluster-Zustand enthält. In (71) kann damit die Summe über β durch einen Term mit $\hat{\beta}$ ersetzt werden:

$$\Big| \psi_{\hat{\beta}}(\zeta_1\zeta_2\zeta_3) > \ = \ \Big| \psi^{SU(3)}_{[3](QO)LS=1/2\ JT=1/2\ MN}(\zeta_1\zeta_2\zeta_3) > \quad (7$$

[f] = [3] ist die Quantenzahl für die Ortssymmetrie, $(\lambda\mu)$ = (QO) sind die Elliotschen SU (3) Quantenzahlen. Unter dieser Voraussetzung und für den Fall, daß alle drei transferierten Nukleonen der gleichen Oszillatorschale entnommen sind, ergibt sich für den Überlappfaktor /10, 12/:

$$G = \langle \Psi_t(\zeta_t)^{LSJT}_{M\,N} \,\Big|\, \Psi_{\hat{\beta}}(\zeta_1\zeta_2\zeta_3) \rangle = \left[\frac{Q!}{3^Q\, q_1!\, q_2!\, q_3!}\right]^{1/2} \qquad (73)$$

mit

$$Q = 2N + L = \sum_{i=1}^{3} 2n_i + l_i = \sum_{i=1}^{3} q_i$$

In der Op-Schale ist $q_i = 1$, $Q = 3$, damit $G = (2/9)^{1/2}$

Für die spektroskopische Amplitude ergibt sich dann:

$$\hat{S}^{1/2}_{AB}(LSJT) = \binom{A}{3}^{1/2} \left(\frac{A}{A-3}\right)^{Q/2} \cdot G \cdot \langle \Psi_B \Psi^{SU3}_{\hat{\beta}} \,\Big|\Big\}\, \Psi_A \rangle$$

$$= \left(\frac{A}{A-3}\right)^{Q/2} \cdot G \cdot \langle I_B T_B \rho_B \,\Big\|\, X^{2}L_j(QO) \,\Big\|\, I_A T_A \rho_A \rangle \qquad (74)$$

Dabei ist $\langle \quad |\} \rangle$ der 3 c.f.p., der Dreiteilchen-coefficient of fractional parentage für die Separierung von drei Nukleonen im ^2L_J(QO)-Zustand. Das zweifach reduzierte Matrixelement (reduziert im Spin- und Isospinraum) für den Dreiteilchen-SU (3)-Erzeugungsoperator zwischen Anfangs- und Endzustand $\langle \,\|\, \| \,\rangle$ nennt man die Parentage-Amplitude. Sie ist gleich dem Produkt aus $\binom{A}{3}^{1/2}$ und 3 c.f.p. . Die Größen ρ_A und ρ_B bezeichnen die Schalenmodellkonfigurationen im Anfangs- und Endzustand.

IV.3. DWBA-Rechnungen

IV.3.1. Optische Potentiale

Zur Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit Hilfe des DWBA-Formulismus benötigt man die Kenntnis der Optischen Potentiale für den Eingangs- und den Ausgangskanal. Die in den vorliegenden Rechnungen verwendeten Potentiale haben die Gestalt:

$$U = V_c(r_c) - V_o f(x_o) + \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \cdot V_{LS}(L\cdot\sigma)\cdot\frac{1}{r}\cdot\frac{d}{dr} f(x_{LS})$$

$$- i\left[W_v f(x_v) - 4 W_D \cdot \frac{d}{dx_D} f(x_D)\right] \quad (7$$

Die Radialfunktion $f(x_i)$ besitzt die Form eines Woods-Saxon-Potentials

$$f(x_i) = \left(1 - e^{x_i}\right)^{-1} \qquad \text{mit} \qquad x_i = \frac{r - r_i A^{1/3}}{a_i} \quad (7$$

wobei A die Massenzahl, r_i den Radiusparameter und a_i den Randunschärfeparameter ("diffuseness") angibt. In (75) bedeuten $V_c(r_c)$ das Coulombpotential, V_o die Tiefe des Volumentermes und V_{LS} die des Spin-Bahn-Terms des Realteils des Potentials, W_v die Tiefe des Volumenterms und W_D die des Oberflächenterms des Imaginärteils des Potentials.

Die Parameter der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Potentiale wurden der Literatur entnommen, eine Übersicht findet sich bei Perey und Perey /64/. Die dort angegebenen Potentiale sind gemessene Potentiale, d.h. die Parameter wurden durch Anpassung an experimentell bestimmte differentielle Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung gewonnen. Allerdings lagen nur in wenigen Fällen Streumessungen bei den hier benötigten Energien vor, außerdem müssen für die instabilen Restkerne der hier untersuchten Reaktionen Streudaten benachbarter Kerne benutzt werden.

Deshalb wurde in den meisten Fällen eine Suchprozedur mit Hilfe des Programms GOMFIL /65/ durchgeführt, bei der die der Literatur entnommenen Parameter als Eingangsdaten dienten und die endgültigen Parameter für die optischen Potentiale durch Anpassung an die Winkelverteilungen der hier untersuchten Transfer-Reaktionen gewonnen wurden. Das Ergebnis ist in den folgenden Tabellen 8 - 12 dargestellt. Gehört in den Tabellen zu einer Reaktion nur eine Zeile (z. B. Tabelle 8: $^{10}B + d$), so wurden die ursprünglichen Parameter aus der Literatur in der DWBA-Rechnung verwendet. Gehören zwei Zeilen zu einer Reaktion (z. B. Tabelle 8: $^{8}Be + \alpha$), so sind die Daten der ersten Zeile die Literaturwerte, die Daten der zweiten Zeile das Ergebnis der GOMFIL-Prozedur. Nur in wenigen Fällen findet man deutliche Abweichungen zwischen den beiden Zeilen.

Tabelle 8: Optische Potentiale für die Reaktion $^{10}B(d,\alpha)^{8}Be$:

Kanal	V_o MeV	r_o fm	a_o fm	W_v MeV	r_v fm	a_v fm	W_D MeV	r_D fm	a_D fm	V_{LS} MeV	r_{LS} fm	a_{LS} fm	r_c fm
$^{10}B+d$ /66/	99.2	1.05	0.79	---	--	--	8.4	1.72	0.65	1.8	1.0	0.81	1.3
$^{8}Be+\alpha$	212.1	1.373	0.52	4.83	1.699	0.563	--	--	--	--	--	--	1.34
/67/	234.42	1.373	0.4265	4.45	1.699	0.5657	--	--	--	--	--	--	1.25

Tabelle 9: Optische Potentiale für die Reaktion $^{11}B(d,\alpha)^{9}Be$:

Kanal	V_o MeV	r_o fm	a_o fm	W_v MeV	r_v fm	a_v fm	W_D MeV	r_D fm	a_D fm	V_{LS} MeV	r_{LS} fm	a_{LS} fm	r_c fm
$^{11}B+d$	99.2	1.05	0.79	--	--	--	8.4	1.72	0.65	1.8	1.0	0.81	1.3
/66/	80.84	1.05	0.4868	--	--	--	15.6089	1.72	1.0434	1.6453	1.0	0.88	1.3
$^{9}Be+\alpha$	212.1	1.373	0.52	4.83	1.699	0.563	--	--	--	--	--	--	1.34
/67/	221.28	1.373	0.52036	4.1366	1.699	0.6152	--	--	--	--	--	--	1.25

Tabelle 10: Optische Potentiale für die Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$:

Kanal	V_o MeV	r_o fm	a_o fm	W_v MeV	r_v fm	a_v fm	W_D MeV	r_D fm	a_D fm	V_{LS} MeV	r_{LS} fm	a_{LS} fm	r_c fm
$^{12}C+d$ /68/	109.0	0.9	0.822	--	--	--	8.39	1.545	0.729	8.57	0.9	0.542	1
	109.0	0.9	0.82	--	--	—	8.141	1.572	0.745	8.5	0.9	0.55	1
$^{10}B+\alpha$ /67/	212.1	1.373	0.52	4.83	1.699	0.563	--	--	—	--	--	--	1.

Tabelle 11: Optische Potentiale für die Reaktion $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$:

Kanal	V_o MeV	r_o fm	a_o fm	W_v MeV	r_v fm	a_v fm	W_D MeV	r_D fm	a_D fm	V_{LS} MeV	r_{LS} fm	a_{LS} fm	r_c fm
$^{13}C+d$ /66/	98.4	1.05	0.81	--	--	--	8.0	1.75	0.54	1.8	1.0	0.81	1.3
	98.9	1.05	0.70	--	--	--	10.7	1.76	0.44	4.0	1.0	0.81	1.3
$^{11}B+\alpha$ /67/	212.1	1.373	0.52	4.83	1.699	0.563	—	--	--	--	--	--	1.34

Tabelle 12: Optische Potentiale für die Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$:

Kanal	V_o MeV	r_o fm	a_o fm	W_v MeV	r_v fm	a_v fm	W_D MeV	r_D fm	a_D fm	V_{LS} MeV	r_{LS} fm	a_{LS} fm	r_c fm
$^{13}C+p$ /69/	46.44	1.063	0.616	5.65	0.743	1.085	--	--	--	6.63	1.063	0.616	1.1
$^{10}B+\alpha$	212.1	1.373	0.52	4.83	1.699	0.563	—	—	—	—	—	—	1.
/67/ *	193.95	1.4686	0.52	4.7817	1.3762	0.563	—	—	—	—	--	—	1.3

*Die gegebenen Werte gelten für E_p = 22.5 MeV

3.2. Formfaktor

Die Berechnung der mikroskopischen Formfaktoren für den Zweiteilchentransfer erfolgte mit Hilfe des DWBA-Computerprogramms DWUCK IV /70/. In einem Unterprogramm wird der mikroskopische Formfaktor nach der numerischen Methode von Bayman und Kallio /5/ berechnet. Als Eingabedaten werden die Parameter für das Einteilchenpotential und die spektroskopischen Amplituden für den Zweiteilchentransfer in jj-Darstellung benötigt. Die Parameter für das Einteilchenpotential wurden der Systematik von Bear und Hodgson /71/ entnommen, die Werte sind in Tabelle 13 wiedergegeben. Anstelle der angegebenen Potentialtiefe wurde diese aus der Separationsenergie der Nukleonen bestimmt, die gemäß $S_N = 1/2(S_d + B_d)$ für jede Konfiguration berechnet wurde. Dabei ist S_d die Separationsenergie für einen Deuteron-Cluster und B_d die Bindungsenergie des Deuterons.

Tabelle 13: Parameter für die Einteilchenpotentiale /71/:

V_o/MeV	r_o/fm	a_o/fm	V_{LS}/MeV	r_{LS}/fm	a_{LS}/fm	r_c/fm
(55.7)	1.236	0.62	7.0	1.236	0.65	1.236

Die Werte für die spektroskopischen Faktoren für den Zweiteilchentransfer in jj-Darstellung wurden aus den von Cohen und Kurath /16/ angegebenen Zwei-Teilchen c.f.p. (coefficients of fractional parentage) bestimmt. Die von Cohen und Kurath angegebenen Zwei-Teilchen-c.f.p.'s basieren auf Schalenmodellrechnungen für die 1p-Schale unter Verwendung effektiver Wechselwirkungspotentiale /18/. Die Werte der in den mikroskopischen DWBA-Rechnungen verwendeten spektroskopischen Amplituden sind in Tabelle 14 angegeben.

Tabelle 14: Spektroskopische Amplituden für den Zweiteilchentransfer in jj-Darstellung /16/:

Reaktion	E_x MeV	Ecal MeV	J^π	T	J = 3 (3/2,3/2)	J = 2 (3/2/,1/2)	J = 1 (3/2,3/2)	J = 1 (3/2,1/2)	J = 1 (1/2,
$^{10}B(d,\alpha)^{8}Be$	g.s.	g.s.	0^+	0	0.5686				
	2.94	3.82	2^+	0	- 0.9988	0.2332	- 0.0581	- 0.0480	- 0.0
	16.626 16.922]	12.87	2^+	0	0.3950	0.0968	0.5782	0.3087	- 0.0
$^{11}B(d,\alpha)^{9}Be$	g.s.	g.s.	$3/2^-$	1/2	0.8354	- 0.0440	0.5256	- 0.1100	- 0.1
	2.43	2.94	$5/2^-$	1/2	- 0.4770	- 0.1553	0.5334	- 0.2195	- 0.1
$^{12}C(d,\alpha)^{10}B$	g.s.	g.s.	3^+	0	- 1.8139				
	0.718	0.9	1^+	0			- 0.6604	1.1356	0.0
	2.154	2.38	1^+	0			- 1.0408	- 0.1529	0.5
	3.587	3.34	2^+	0		- 1.0345			
	4.774	4.72	3^+	0	1.0551				
	5.920	5.53	2^+	0		0.5212			
$^{13}C(d,\alpha)^{11}B$	g.s.	g.s.	$3/2^-$	1/2		- 0.7578	- 0.1590	0.3642	0.0
	2.125	1.71	$1/2^-$	1/2			0.2790	- 0.0732	0.4
	4.445	4.35	$5/2^-$	1/2	0.5952	0.2880			
	5.021	5.39	$3/2^-$	1/2		0.2406	- 0.7182	- 0.3486	0.1
	6.743	5.85	$7/2^-$	1/2	1.5996				
	8.559	11.44	$3/2^-$	1/2		0.2172	0.7080	- 0.7122	- 0.1
	8.92	8.10	$5/2^-$	1/2	- 1.2726	0.2502			

Auch die Berechnung der semimikroskopischen Cluster-Formfaktoren für den Zwei- und den Dreiteilchentransfer erfolgte mit Hilfe eines Unterprogramms des DWBA-Codes DWUCK IV /70/. Als Eingabedaten werden die Potentialparameter für den gebundenen Zustand des Deuteron- bzw. Tritonclusters benötigt. Die Radius- und Diffuseness-Parameter wurden der Literatur entnommen, die Potentialtiefe wurde aus der Separationsenergie berechnet. Die Werte sind in Tabelle 15 aufgelistet. Die in den Klammern angegebenen Potentialtiefen sind die Startwerte der Suchprozedur.

Tabelle 15: Potentialparameter für die gebundenen Zustände beim Cluster-Transfer:

Reaktion	geb. Zustand	V_o/MeV	r_o/fm	a_o/fm	r_c/fm	Lit.
$^{10}B(d,\alpha)^{8}Be$	$^{8}Be + d$	(134.9)	0.817	1.045	1.3	/72/
$^{11}B(d,\alpha)^{9}Be$	$^{9}Be + d$	(134.9)	0.817	1.045	1.3	/72/
$^{12}C(d,\alpha)^{10}B$	$^{10}B + d$	95.9	1.043	1.003	1.2	/73/
		(95.5)	0.95	1.003	1.2	
$^{13}C(d,\alpha)^{11}B$	$^{11}B + d$	95.9	1.043	1.003	1.2	/73/
		(95.9)	0.95	1.003	1.2	
$^{13}C(p,\alpha)^{10}B$	$^{10}B + t$	138.0	0.85	0.704	1.4	/74/
		(138.0)	1.04	0.65	1.4	

Für die drei letzten Reaktionen gibt jeweils die erste Zeile die Literaturwerte an. Für die vorliegenden Rechnungen wurden die Parameter etwas modifiziert um eine bessere Anpassung an die gemessenen Winkelverteilungen zu erhalten. Die in den Rechnungen verwendeten Parameter sind in der jeweils zweiten Zeile angegeben.

Zur Berechnung des Cluster-Formfaktors werden außerdem die spektroskopischen Amplituden benötigt. Für den Zweiteil-

chentransfer wurden die spektroskopischen Amplituden in LS-Darstellung (siehe Ausdruck (59) in Kap. 4.1.4) verwendet. Da der Faktor g (ρ) $=\sqrt{2}$ und das Integral Ω_d = 0.92 Konstanten und die Talmi-Moshinsky-Klammern $\langle n_1\ l_1\ n_2\ l_2 : L | N\ L\ 0\ 0 : L\rangle$ für die S- und D-Zustände in der 1P-Schale gleich sind, nämlich $\langle 0\ 1\ 0\ 1 : 2 |\ 0\ 2\ 0\ 0 : 2\rangle = \langle 0\ 1\ 0\ 1 : 0 |\ 1\ 0\ 0\ 0 : 0\rangle = 1/\sqrt{2}$ muß nur die Transformation von der jj- in die LS-Darstellung durchgeführt werden. Sie ergibt sich zu:

$$
\left.
\begin{aligned}
S^{1/2}(^3S_1) &= \frac{1}{\sqrt{27}}\left[\sqrt{10}\,S^{1/2}(3/2,3/2) - 4S^{1/2}(3/2,1/2) - S^{1/2}(1/2,1/2)\right] \\
S^{1/2}(^3D_1) &= \frac{1}{\sqrt{27}}\left[-\sqrt{2}\,S^{1/2}(3/2,3/2) - \sqrt{5}\,S^{1/2}(3/2,1/2) + \sqrt{20}\,S^{1/2}(1/2,1/2)\right] \\
S^{1/2}(^3D_2) &= S^{1/2}(3/2,1/2) \\
S^{1/2}(^3D_3) &= S^{1/2}(3/2,3/2)
\end{aligned}
\right\} \qquad (77)
$$

Die Werte der sich daraus ergebenden spektroskopischen Amplituden in LS-Darstellung sind in Tabelle 16 zusammengefaßt. In der letzten Spalte ist die Summe der Quadrate der spektroskopischen Amplituden angegeben: $S = \Sigma(S^{1/2})^2$

Tabelle 16: Spektroskopische Amplituden für den Zweiteilchen-transfer in LS-Darstellung /16/:

Reaktion	E_x MeV	Ecal MeV	J^π	T	$^3D_3$	$^3D_2$	$^3D_1$	$^3S_1$	S
$^{10}B(d,\alpha)^8Be$	g.s.	g.s.	0^+	0	0.5686				0.3233
	2.94	3.82	2^+	0	-0.9988	0.2332	0.0108	0.0074	1.0522
	16.626 16.922	12.87	2^+	0	0.395	0.0968	-0.3099	0.1187	0.2755
$^{11}B(d,\alpha)^9Be$	g.s.	g.s.	$3/2^-$	1/2	0.8354	-0.0440	-0.2389	0.4366	0.9475
	2.43	2.94	$5/2^-$	1/2	-0.4771	-0.1554	-0.1793	0.5223	0.5567
$^{12}C(d,\alpha)^{10}B$	g.s.	g.s.	3^+	0	-1.8139				3.2902
	0.718	0.9	1^+	0			-0.2684	-1.2851	1.7235
	2.154	2.38	1^+	0			0.7977	-0.6160	1.0158
	3.587	3.34	2^+	0		-1.0345			1.0702
	4.774	4.72	3^+	0	1.0551				1.1132
	5.920	5.53	2^+	0		0.5212			0.2717
$^{13}C(d,\alpha)^{11}B$	g.s.	g.s.	$3/2^-$	1/2		-0.7578	-0.1011	-0.3799	0.7288
	2.125	1.71	$1/2^-$	1/2			0.3687	0.1338	0.1538
	4.445	4.35	$5/2^-$	1/2	0.5952	0.2880			0.4372
	5.021	5.39	$3/2^-$	1/2		0.2406	0.4508	-0.1923	0.2981
	6.743	5.85	$7/2^-$	1/2	1.5996				2.5587
	8.559	11.44	$3/2^-$	1/2		0.2172	0.0203	1.0000	1.0476
	8.920	8.10	$5/2^-$	1/2	-1.2726	0.2502			1.6821

Für die Berechnung der semimikroskopischen Formfaktoren für den Dreiteilchen-Transfer wurden die spektroskopischen Amplituden in SU(3)-Darstellung verwendet (siehe (74) in Kap. 4.2.2). Mit A = 13, Q = 3 und $G = (2/9)^{1/2}$ ergibt sich:

$$S^{1/2}(LSJT) = \left(\frac{A}{A-3}\right)^{3/2} \cdot \left(\frac{2}{9}\right)^{1/2} \cdot \langle I_B T_B \rho_B \| \chi^{2L_J}(30) \| I_A T_A \rho_A \rangle$$

$$= 0.699 \cdot \langle \quad \| \quad \| \quad \rangle \qquad (78)$$

Die Werte für die Parentage-Amplituden < || || > wurden der Arbeit von Kurath und Millener /17/ entnommen. In Tabelle 17 sind die nach (78) berechneten spektroskopischen Amplituden für die Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ angegeben. Die letzte Spalte zeigt ebenfalls die Summe der Quadrate der spektroskopischen Amplituden.

Tabelle 17: Spektroskopische Amplituden in SU(3)-Darstellung für die Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$:

E_x MeV	Ecal. MeV	J^π	T	$P_{1/2}$	$P_{3/2}$	$F_{5/2}$	$F_{7/2}$	S
g.s.	g.s.	3^+	0			-0.0412	-1.0383	1.0798
0.718	0.9	1^+	0	-0.1370	0.0447			0.0208
1.74	1.4	0^+	1	0.4891				0.2392
2.154	2.4	1^+	0	0.1810	0.2781			0.1101
3.587	3.3	2^+	0		-0.2320	0.1859		0.0884
4.774	4.7	3^+	0			0.1349	0.1055	0.0293
5.164	5.6	2^+	1		0.7924	-0.2446		0.6877
5.9195	5.5	2^+	0		0.4563	-0.2522		0.5969
6.025	5.8	4^+					-0.5702	
7.477	7.2	2^+	1		0.6212	0.4751		0.6116

IV.3.3. Differentielle Wirkungsquerschnitte

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden in Nullreichweite-Näherung mit dem DWBA-Programm DWUCK IV /70/ berechnet. Beim Zweiteilchen-Transfer ist für die mikroskopischen Rechnungen der Zusammenhang zwischen dem experimentellen und dem gerechneten Wirkungsquerschnitt gegeben durch:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp.} = \frac{\varepsilon_{mikro.}^{(d,\alpha)}}{(2S_d+1)} \cdot \left[\frac{(T_B N_B T N | T_A N_A) \cdot D_0^{(d,\alpha)} \cdot b_{ST}^{(d,\alpha)} \cdot D(S,T)^{(d,\alpha)}}{10^2}\right]^2 \cdot \cdot \sum_J \frac{1}{(2J+1)} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^J_{DWUCK\ IV} \qquad (79)$$

Für die semimikroskopische Rechnung gilt entsprechend

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp.} = \frac{\varepsilon_{cluster}^{(d,\alpha)}}{(2S_d+1)} \cdot C^2 \cdot \left[\frac{(T_B N_B T N | T_A N_A) \cdot D_o^{(d,\alpha)} \cdot b_{ST}^{(d,\alpha)} \cdot D(S,T)^{(d,\alpha)}}{10^2}\right]^2 \cdot$$

$$\cdot \sum_J \frac{1}{(2J+1)} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^J_{DWUCK\ IV} \qquad (80)$$

mit $D_o^{(d,\alpha)} = 715\ MeV\ fm^{3/2}$; $b_{ST}^{(d,\alpha)} = -\sqrt{3}$; $D\ (S=1,\ T=0)^{(d,\alpha)} = 0.5$

$$C = g(\rho) \cdot \Omega_d \cdot \langle n_1 l_1 n_2 l_2 : L | N' L\ 00 : L \rangle \approx 1.0 \qquad (81)$$

Für den Dreiteilchen-Transfer ist der Zusammenhang gegeben durch:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp.} = \frac{\varepsilon_{cluster}^{(p,\alpha)}}{(2S_p+1)} \cdot \left[\frac{(T_B N_B T N | T_A N_A) \cdot D_o^{(p,\alpha)\,1/2} \cdot S_{p\alpha}}{10^2}\right]^2 \cdot \sum_J \frac{1}{(2J+1)} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^J_{DWUCK\ IV} \qquad (82)$$

mit $D_o^{(p,\alpha)} = 506\ MeV\ fm^{3/2}$.

Die Isospin-Clebsch-Gordon-Koeffizienten $(T_B N_B T\ N \mid T_A N_A)$ haben folgende Werte:

Tabelle 18: Isospin-Clebsch-Gordon-Koeffizienten für $T = N = 0$ und $1/2$:

Reaktion	T_A	N_A	T_B	N_B	$(T_B N_B T\ N \mid T_A N_A)$
$^{10}B(d,\alpha)^8Be$	0	0	0	0	1.0
$^{11}B(d,\alpha)^9Be$	1/2	1/2	1/2	1/2	1.0
$^{12}C(d,\alpha)^{10}B$	0	0	0	0	1.0
$^{13}C(d,\alpha)^{11}B$	1/2	1/2	1/2	1/2	1.0
$^{13}C(p,\alpha)^{10}B$	1/2 1/2	1/2 1/2	0 1	0 0	1.0 0.5774

Die Normierungsfaktoren $\varepsilon_{mikro}^{(d,\alpha)}$, $\varepsilon_{cluster}^{(d,\alpha)}$ und $\varepsilon_{cluster}^{(p,\alpha)}$ geben die Abweichung zwischen den experimentellen und theoretischen Werten an.

V. ANALYSE UND DISKUSSION DER ERGEBNISSE

Mit den im letzten Abschnitt angegebenen Parametern für die optischen Potentiale, für die Einteilchen- und Clusterpotentiale sowie den Werten für die spektroskopischen Amplituden wurden mit Hilfe des DWBA-Programms DWUCK IV für die einzelnen Übergänge die differentiellen Wirkungsquerschnitte berechnet. Aus dem Vergleich der gerechneten mit den gemessenen Daten lassen sich die Normierungskonstanten ε bestimmen, die in den Ausdrücken (79), (80) und (82) definiert sind. Ihre relative Größe - bezogen auf den Wert für den Grundzustandsübergang - ist ein Mass für die Richtigkeit der verwendeten spektroskopischen Amplituden.

Ein Vergleich zwischen Theorie und Experiment kann auch für die winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte durchgeführt werden. Bei leichten Kernen kann auch der direkte "heavy-particle pickup"-Prozess, d.h. der Transfer eines (A-4)-Clusters vom Targetkern A zum Restkern B = (2+A-4) unter Zurücklassung eines α-Teilchens mit großer Wahrscheinlichkeit stattfinden. Bei diesem Prozess fliegt der Restkern bevorzugt in die Vorwärtsrichtung, das α-Teilchen nach hinten. Es ist darum sinnvoll, die Winkelintegration nur von 0° bis 90° durchzuführen um diese Schwer-Teilchen-Pickup-Prozesse auszuschließen. Der winkelintegrierte Wirkungsquerschnitt $\sigma_{exp}(0 - 90^{\circ})$ kann verglichen werden mit dem entsprechenden gerechneten Wirkungsquerschnitt und mit der durch $S = \Sigma_{LS}(S^{1/2})^2$ definierten Summe der Quadrate der spektroskopischen Amplituden.

Schließlich bietet sich ein Vergleich zwischen den in dieser Arbeit gewonnenen (d,α)- und (p,α)-Ergebnissen mit den Ergebnissen aus (p,^{3}He)- und (p,α)-Reaktionen an. Es werden jeweils Reaktionen verglichen, die zum gleichen Restkern führen. Die (p, ^{3}He)-Daten können der Arbeit von Rapp /15/, die (p,α)-Daten der Arbeit von Hauser /75, 76/ entnommen werden.

V.1. Übergänge zum Restkern ^{8}Be: $^{10}B(d,\alpha)^{8}Be$

Fig. 25 zeigt die gemessenen Winkelverteilungen der untersuchten vier Übergänge der Reaktion $^{10}B(d,\alpha)^{8}Be$ bei E_d = 16.0 M zusammen mit den Ergebnissen der DWBA-Rechnungen bei Verwendung eines mikroskopischen und eines semimikroskopischen Formfaktors. Die zugehörigen absoluten Normierungskonstanten ε sowie die relativen Normierungskonstanten $\varepsilon_{rel} = \varepsilon/\varepsilon_{g.s.}$ sind in Tabelle 19 wiedergegeben.

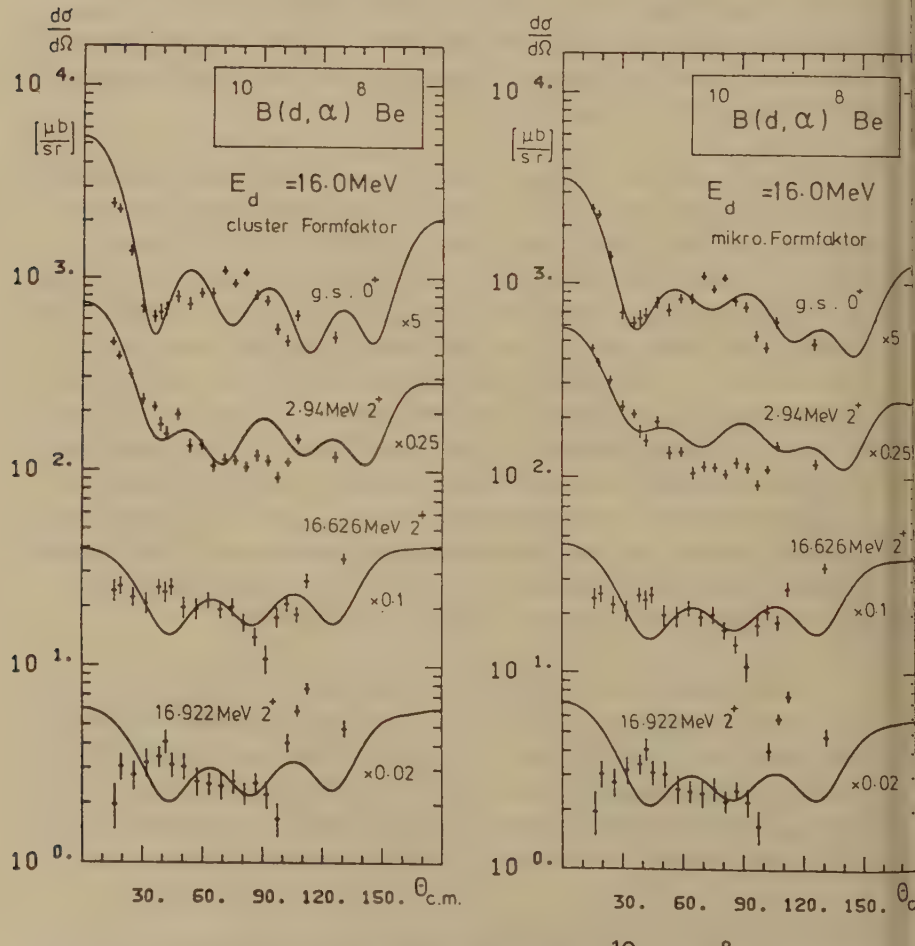


Fig. 25: Winkelverteilungen der Reaktion $^{10}B(d,\alpha)^{8}Be$ zusammen mit zero-range DWBA-Rechnungen mit Cluster- und mikroskopischem Formfaktor.

Tabelle 19: Normierungskonstanten für die Reaktion $^{10}B(d,\alpha)^{8}Be$

E_x (MeV)	$\sigma_{exp}(0\text{-}90^o)$ (μb)	S	mikrosk. F.F. ε	mikrosk. F.F. $\varepsilon_{rel.}$	Cluster-F.F. ε	Cluster-F.F. $\varepsilon_{rel.}$
g.s.	1217	0.323	26.59	1.00	2.03	1.00
2.94	4142	1.052	21.01	0.79	1.17	0.58
16.626	1275	0.276	26.99	1.02	1.04	0.51
16.922	855					

Den Vergleich der winkelintegrierten experimentellen und gerechneten Wirkungsquerschnitte mit der Größe S, der Summe der Quadrate der spektroskopischen Amplituden (s. Tab. 16) zeigt Fig. 26. Wie man den Abbildungen und der Tabelle entnimmt, ist bis auf die Absolutwerte der Normierungsgrößen ε die Übereinstimmung zwischen Experiment und Rechnung sehr zufriedenstellend. Insbesondere wird auch die relative Stärke der Übergänge zu den beiden hochangeregten Isospindublett-Zuständen bei E_x = 16.8 MeV recht gut wiedergegeben. Die Stärke des T = 0-Zustandes verteilt sich auf die beiden Niveaus mit E_x = 16.626 MeV und E_x = 16.922 MeV. Das Experiment liefert, daß der tiefere Zustand etwa 3/5 und der höhere Zustand etwa 2/5 der gesamten T = 0-Stärke enthält.

Der Vergleich der Rechnungen mit mikroskopischem und semimikroskopischem Formfaktor zeigt - wieder bis auf den Absolutwert der Normierung - keine erheblichen Unterschiede. Rechnungen mit abgeänderten Potentialparametern für das Cluster-Potential zeigen, daß die Absolutnormierung der semimikroskopischen Rechnung stark von der Wahl dieser Parameter abhängig ist.

Wie man Fig. 26 entnehmen kann, lassen sich die relativen Übergangsstärken bereits ohne DWBA-Rechnungen recht gut nur durch die Größe S charakterisieren. Das bedeutet, daß die für die einzelnen Übergänge unterschiedliche Reaktionskinematik -

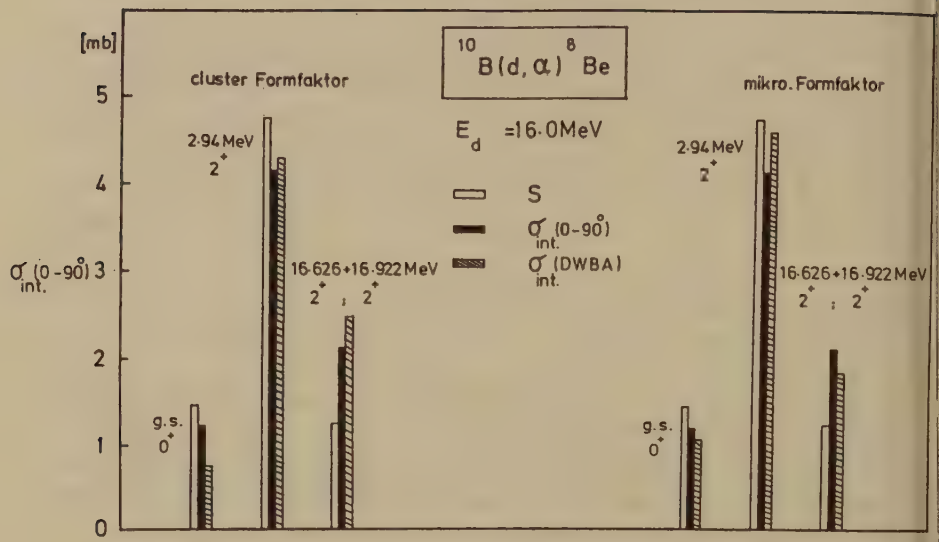


Fig. 26: Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{10}B(d,\alpha)^{8}Be$ mit den Ergebnissen der DWBA-Rechnungen und den normierten spektroskopischen Faktoren.

hervorgerufen durch den unterschiedlichen Drehimpulstransfer - keinen großen Einfluß auf die Größe der integrierten Wirkungsquerschnitte besitzt. Dieses Ergebnis ermöglicht einen einfachen Vergleich der vorliegenden (d,α)-Ergebnisse mit den Ergebnissen der $^{10}B(p,^{3}He)^{8}Be$- und $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$-Reaktion /15, 75/. Die Zahlenwerte sind in Tabelle 20 wiedergegeben, der Vergleich der drei Reaktionen ist in Fig. 27 dargestellt.

Tabelle 20: Vergleich der (d,α)-, (p,^{3}He)- und (p,α)-Reaktionen zum Restkern ^{8}Be

E_x (MeV)	$J^\pi;T$	$^{10}B(d,\alpha)^8Be$ E_d = 16 MeV $\sigma_{exp}(0\text{-}90^o)$ (μb)	S	$^{10}B(p,^3He)^8Be$ E_p=45MeV /15/ $\sigma_{exp}(0\text{-}90^o)$ (μb)	S	$^{11}B(p,\alpha)^8Be$ E_p=41MeV /75/ $\sigma_{exp}(0\text{-}90^o)$ (μb)	S
g.s.	$0^+;0$	1217	0.323	123	0.323	91	0.263
2.94	$2^+;0$	4142	1.052	454	1.052	282	0.586
16.626 16.922	$2^+;0+1$ $2^+;0+1$	2130	0.276	178	0.519	808	1.140

Die gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment bei den drei verglichenen Mehrteilchen-Transferreaktionen zum gleichen Restkern ^{8}Be zeigt, daß die von Kurath et al. berechneten spektroskopischen Amplituden und damit die den Rechnungen zugrundeliegenden Wellenfunktionen der 1p-Schale die Experimente gut beschreiben. Das bedeutet insbesondere, daß auch die Isospinmischung des Dubletts bei E_x = 16.8 MeV für die (p,^{3}He)- und (p,α)-Reaktion gut wiedergegeben wird. Außerdem zeigen die Ergebnisse, daß die $^{10}B(d,\alpha)^8Be$-Reaktion bereits bei einer Einschußenergie von 16 MeV im wesentlichen über einen Direktreaktionsmechanismus abläuft. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit der durch Vergleich der Winkelverteilungen bei unterschiedlichen Energien gewonnenen Aussage in Abschnitt III.1.

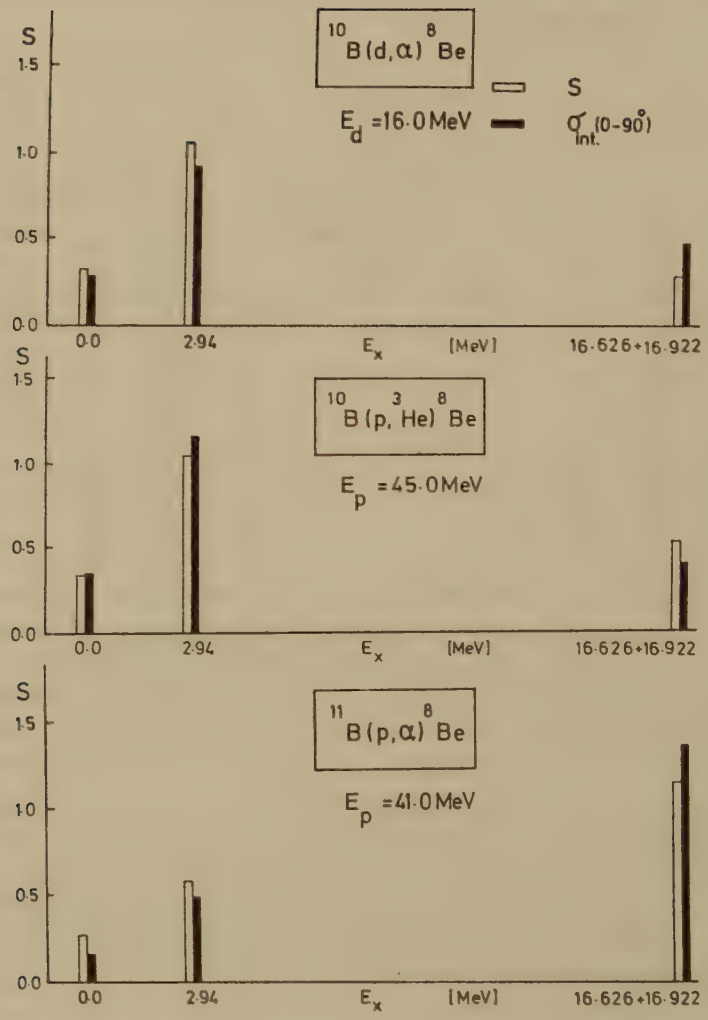


Fig. 27: Vergleich der spektroskopischen Faktoren für die Reaktionen $^{10}B(d,\alpha)^{8}Be$, $^{10}B(p,^{3}He)^{8}Be$ und $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ mit den normierten experimentellen Wirkungsquerschnitten $\sigma_{int}(0\text{-}90^{o})$.

2. Übergänge zum Restkern ^{9}Be: ^{11}B(d,α)^{9}Be

Für die Reaktion ^{11}B(d,α)^{9}Be, gemessen bei E_d = 24.0 MeV sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte in Fig. 28 dargestellt und die zugehörigen Normierungsfaktoren in Tabelle 21 angegeben.

Tabelle 21: Normierungskonstanten für die Reaktion ^{11}B(d,α)^{9}Be

E_x (MeV)	$\sigma_{exp}(0\text{-}90^{o})$ (μb)	S	mikrosk. F.F.		Cluster-F.F.	
			ε	$\varepsilon_{rel.}$	ε	$\varepsilon_{rel.}$
g.s.	771	0.9475	140.78	1.00	7.72	1.00
2.43	802	0.5567	133.00	0.95	7.16	0.93

Die absoluten Normierungskonstanten sind in diesem Fall eine Größenordnung größer als die Werte bei der Reaktion ^{10}B(d,α)^{8}Be und zwar sowohl für die Rechnung mit mikroskopischem Formfaktor als auch mit Clusterformfaktor. In Fig. 29 ist wieder der Vergleich zwischen gemessenem und gerechnetem integriertem Wirkungsquerschnitt $\sigma(0\text{-}90^{o})$ und der Größe S, der Summe der Quadrate der spektroskopischen Amplituden, aufgetragen. Der Vergleich mit den Ergebnissen aus anderen Mehrteilchentransferreaktionen zum gleichen Restkern beschränkt sich in diesem Fall auf den Vergleich mit der Reaktion ^{11}B(p,^{3}He)^{9}Be; die (p,α)-Reaktion am ^{12}C führt zum Restkern ^{9}B, der jedoch Spiegelkern zu ^{9}Be ist. Deshalb wurde auch diese Reaktion im Vergleich der verschiedenen Mehrteilchen-Transferreaktion zum gleichen Restkern mitbetrachtet. Die Ergebnisse sind in Tab. 22 und in Fig. 30 dargestellt. Für die betrachteten beiden Übergänge werden für alle drei Reaktionen keine starken Abweichungen zwischen Experiment und Theorie beobachtet.

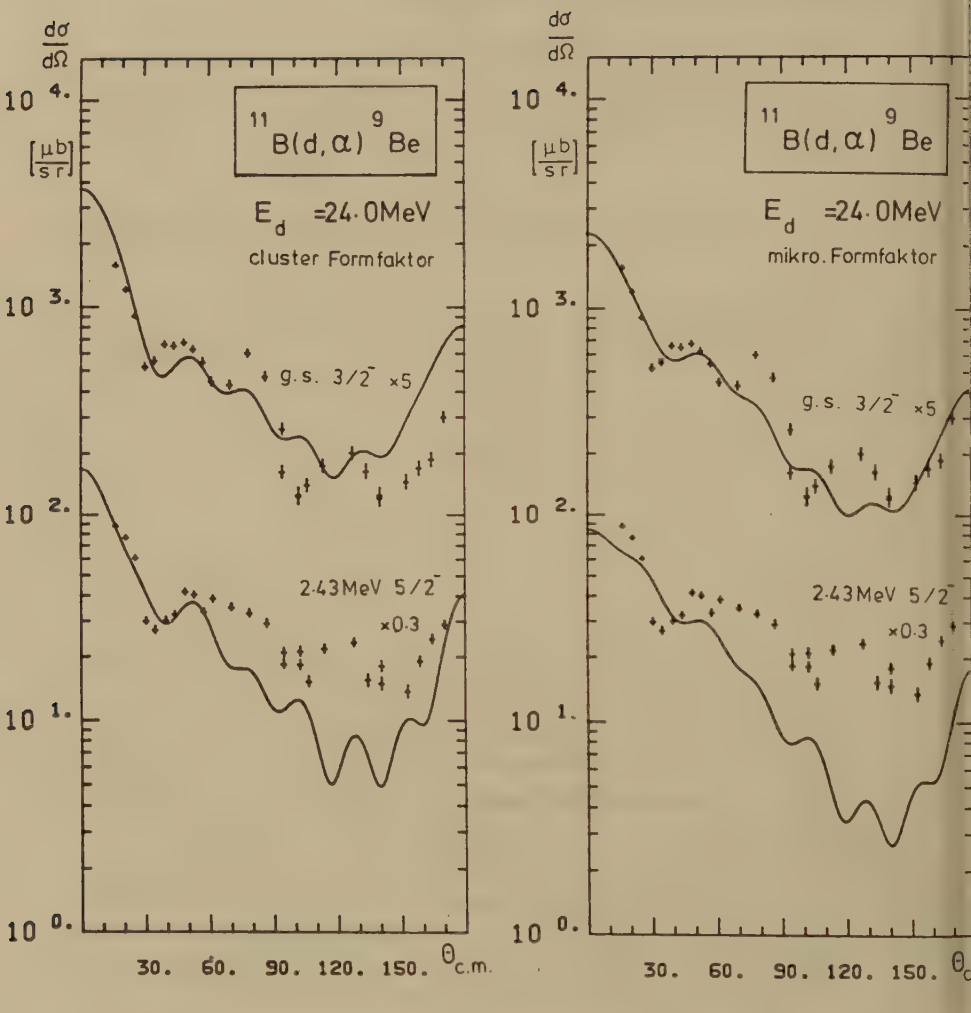


Fig. 28: Winkelverteilungen der Reaktion $^{11}B(d,\alpha)^{9}Be$ zusammen mit zero-range DWBA-Rechnungen mit Cluster- und mikroskopischem Formfaktor.

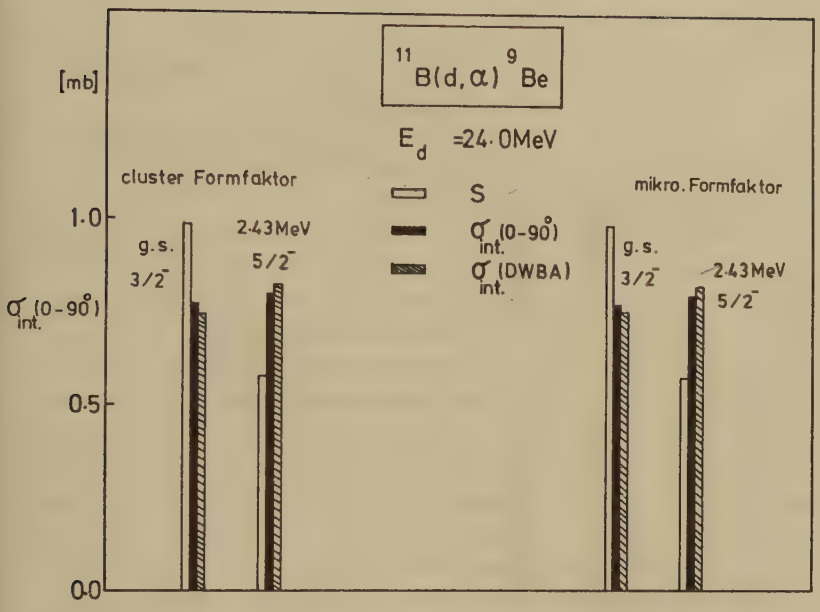


Fig. 29: Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{11}B(d,\alpha)^{9}Be$ mit den Ergebnissen der DWBA-Rechnungen und den normierten spektroskopischen Faktoren.

Tabelle 22: Vergleich der (d,α)-, (p,^{3}He)- und (p,α)-Reaktion zum Restkern $^{9}Be(^{9}B)$

E_x (MeV)	J^π ; T	$^{11}B(d,\alpha)^{9}Be$ E_d = 24 MeV $\sigma_{exp}(0-90^o)$ (μb)	S	$^{11}B(p,^{3}He)^{9}Be$ E_p = 45 MeV /15/ $\sigma_{exp}(0-90^o)$ (μb)	S	$^{12}C(p,\alpha)^{9}B$ E_p = 45 MeV/75/ $\sigma_{exp}(0-90^o)$ (μb)	S
g.s.	$3/2^-$;1/2	771	0.9475	440	1.348	2554	3.029
2.43 (^{9}B:2.361)	$5/2^-$;1/2	803	0.5567	354	0.635	691	0.207

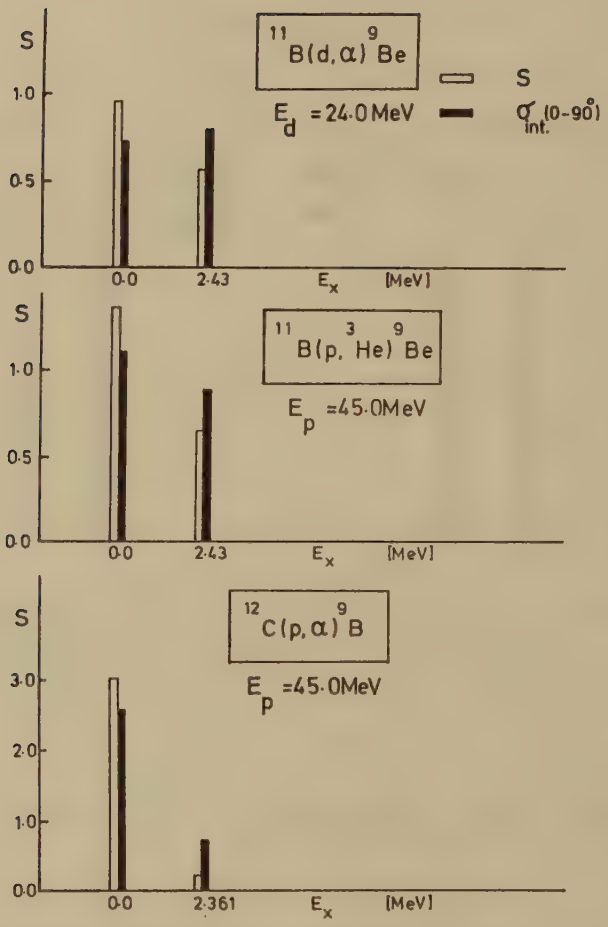


Fig. 30: Vergleich der spektroskopischen Faktoren für die Reaktionen $^{11}B(d,\alpha)^{9}Be$, $^{11}B(p,^{3}He)^{9}Be$ und $^{12}C(p,\alpha)^{9}B$ mit den normierten experimentellen Wirkungsquerschnitten $\sigma_{int}(0\text{-}90^{o})$.

Übergänge zum Restkern ^{10}B: $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ und $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$

1. Die Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$

In Fig. 31 sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte zusammen mit den Ergebnissen der DWBA-Rechnungen aufgetragen. Für die Rechnungen wurden die optischen Potentiale von Tabelle 10 verwendet. Der Vergleich der Rechnungen mit dem mikroskopischen Formfaktor und dem Cluster-Formfaktor zeigt, daß beide Formfaktoren zu ähnlichen Winkelverteilungen führen. Die Übereinstimmung zwischen gemessenen und gerechneten Kurven ist zufriedenstellend. Eine Anregung der Zustände mit E_x = 5.110 MeV (2^-;0), 6.025 MeV (4^+), 6.127 MeV (3^-) und 6.873 MeV (1^-;0+1) läßt sich in einem Einstufenpickup-Prozess nicht erreichen. Es wurden deshalb für diese Übergänge keine Rechnungen durchgeführt. Für die ersten sechs gerechneten Übergänge bis zu E_x = 5.920 MeV wurden die spektroskopischen Amplituden von Tabelle 14 bzw. von Tabelle 16 benutzt. Die sich aus den Rechnungen ergebenden Normierungskonstanten sind in Tabelle 23 zusammengefaßt.

Tabelle 23: Normierungskonstanten für die Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$

E_x (MeV)	$\sigma_{exp}(0\text{-}90^o)$ (μb)	S	mikroskop.F.F.		Cluster-F.F.	
			ε	$\varepsilon_{rel.}$	ε	$\varepsilon_{rel.}$
g.s.	6741	3.2902	13.73	1.00	0.58	1.00
0.718	2226	1.7235	5.48	0.40	0.20	0.35
2.154	1250	1.0158	7.50	0.55	0.31	0.54
3.587	1712	1.0702	13.56	0.99	0.50	0.86
4.774	2067	1.1132	14.00	1.02	0.43	0.74
5.920	1768	0.2717	57.13	4.16	1.80	3.08

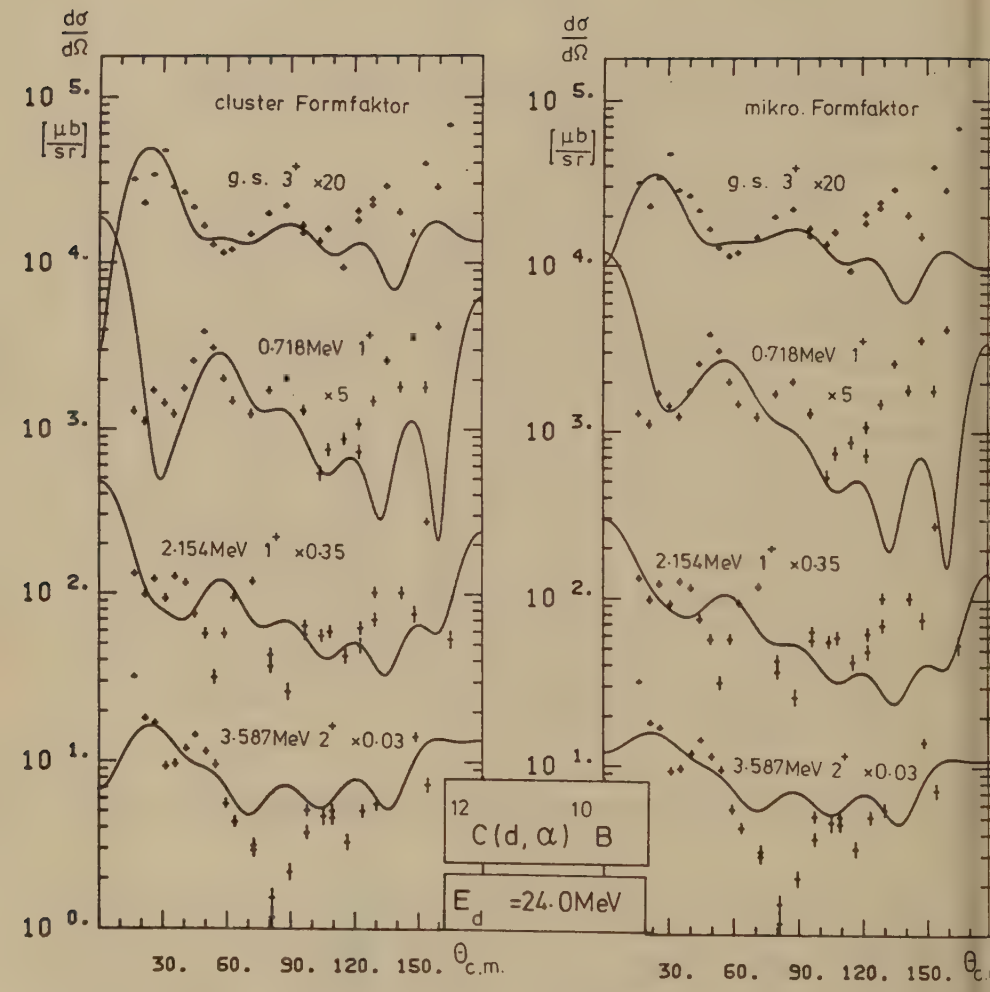


Fig. 31a: Winkelverteilungen der Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ für Anregungsenergien $E_x < 4$ MeV zusammen mit zero-range DWBA Rechnungen mit cluster- und mikroskopischem Formfaktor.

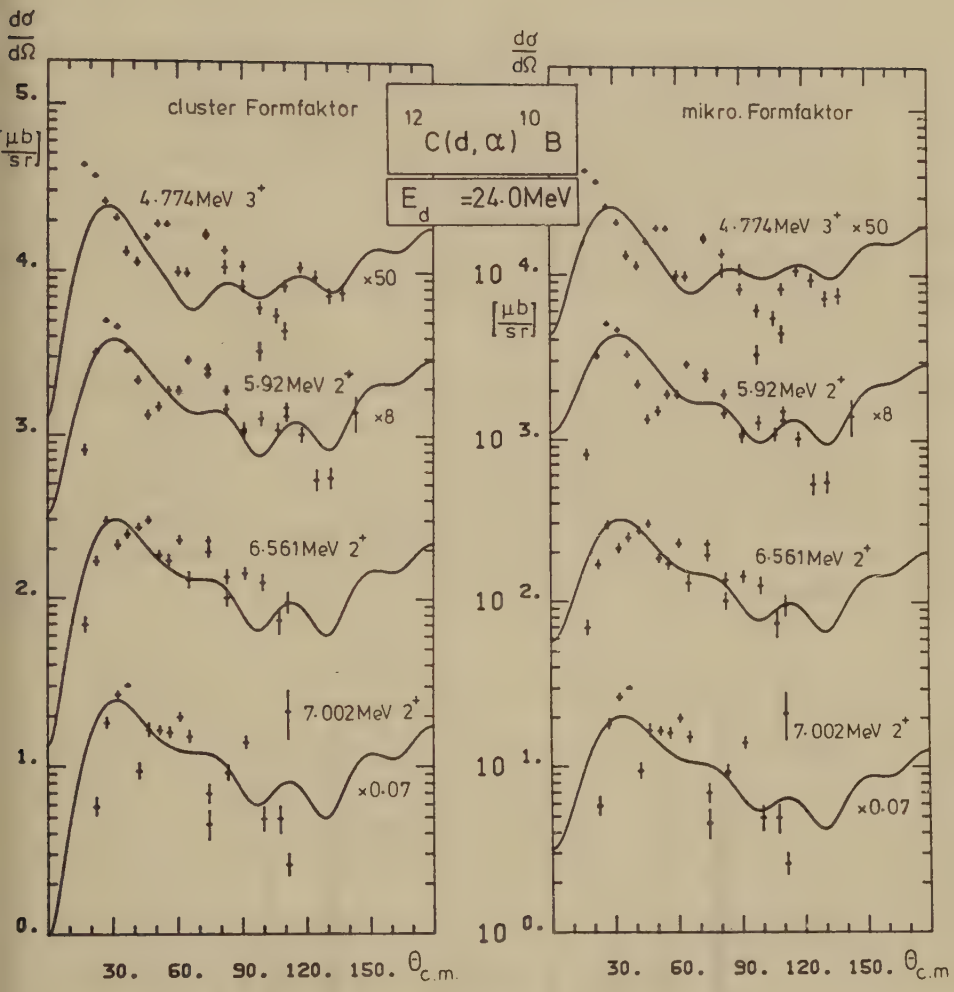


Fig. 31b: Winkelverteilungen der Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ für Anregungsenergien E_x > 4 MeV zusammen mit zero-range DWBA Rechnungen mit cluster- und mikroskopischem Formfaktor.

Ein Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte, integriert von 0-90°, mit den reinen spektroskopischen Faktoren (Summe der Quadrate der spektroskopischen Amplituden, s. Tab. 16) und den Ergebnissen der DWBA-Rechnungen mit mikroskopischem- und Cluster-Formfaktor ist für die Übergänge von Tabelle 23 in Figur 32 dargestellt. Der Übergang zum ersten angeregten Zustand (E_x= 0.718 MeV; 1^+) wird von der Theorie zu stark, der Übergang zum 2^+-Zustand mit E_x = 5.92 MeV zu schwach angegeben.

Die bei der vorliegenden Untersuchung gewonnenen relativen Normierungsfaktoren lassen sich mit den Ergebnissen von Cossairt et al. /40/ bei E_d = 20.7 und 29.0 MeV und mit denen von van der Woude und de Meijer /41/ bei E_d = 40 MeV vergleichen. Dieser Vergleich ist in Tabelle 24 dargestellt. Der Übergang zu E_x = 5.920 MeV wurde von den anderen Autoren nicht gemessen.

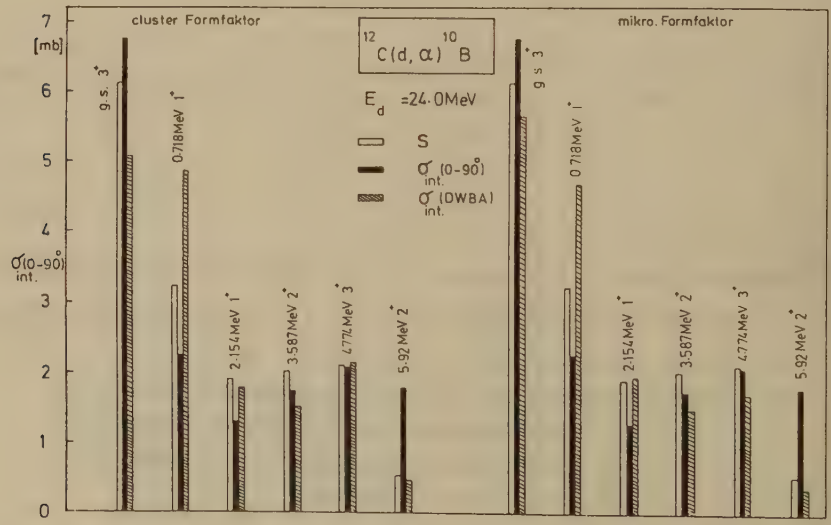


Fig. 32: Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ mit den Ergebnissen der DWBA-Rechnungen und den normierten spektroskopischen Faktoren.

Tabelle 24: Vergleich der relativen Normierungsfaktoren $\varepsilon/\varepsilon_{g.s.}$ für die Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ bei vier verschiedenen Einschußenergien.
(m = mikroskopische- und cl = Cluster-Rechnung)

		E_d = 20.7 MeV /40/		24.0 MeV		29.0 MeV /40/		40.0 MeV /41/
E_x (MeV)	J^π	$\varepsilon_{rel.}$ m.	cl.	$\varepsilon_{rel.}$ m.	cl.	$\varepsilon_{rel.}$ m.	cl.	$\varepsilon_{rel.}$ m.
g.s.	3^+	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
0.718	1^+	0.9	0.4	0.40	0.35	1.3	1.3	0.7
2.154	1^+	0.8	1.2	0.55	0.54	0.4	2.3	0.35
3.587	2^+	0.4	0.7	0.99	0.86	0.2	0.4	0.17
4.774	3^+	0.7	0.7	1.02	0.74	0.4	0.6	0.35

Für die zwei Übergänge zu E_x = 6.561 MeV und 7.002 MeV ergaben Rechnungen mit einem Drehimpulstransfer $\Delta j = 2$ die beste Anpassung an die experimentellen Winkelverteilungen. Da für diese Übergänge keine theoretischen spektroskopischen Amplituden bekannt sind, wurde mit der Amplitude 1 gerechnet. Eine Diskussion der spektroskopischen Ergebnisse für die Übergänge zu ^{10}B mit $E_x > 5$ MeV erfolgt in Abschnitt V.3.3.

V.3.2. Die Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$

Die experimentellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ sind für die Energien E_p = 45, 41, 36, 31, 27 und 22.5 MeV zusammen mit den Ergebnissen der DWBA-Rechnung in Fig. 33 a-f dargestellt. Für die Rechnungen wurden Cluster-Formfaktoren und die spektroskopischen Amplituden von Tabelle 17 verwendet. Für die fünf Einschußenergien zwischen E_p = 27 MeV und 45 MeV wurden bei den Rechnungen die energieunabhängigen Parameter für das α-Potential von Tabelle 12 verwendet. Nur bei der Einschußenergie E_p = 22.5 MeV wurde ein anderer Parametersatz für das α-Potential benutzt.

Die Übereinstimmung zwischen Rechnungen und Experiment ist für alle untersuchten Übergänge bis zu Winkeln $\theta \leq 100^o$ sehr gut. Insbesondere wird auch die Veränderung der Form der Winkelverteilung mit abnehmender Energie von der Rechnung gut wiedergegeben. Das bei den $^{13}C(p,\alpha)$-Rechnungen verwendete optische Potential für die α-Teilchen ist identisch mit dem, das auch zur Analyse der Reaktion $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ benutzt wurde.

Die zur Anpassung an die Absolutwerte der Wirkungsquerschnitte benötigten Normierungskonstanten ε sind in Tabelle 21 zusammengefaßt.

Fig. 33 a-f: Winkelverteilungen der Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ zusammen mit zero-range DWBA-Rechnungen mit Cluster-Formfaktor für sechs Einschußenergien zwischen E_p = 45 MeV und E_p = 22.5 MeV.

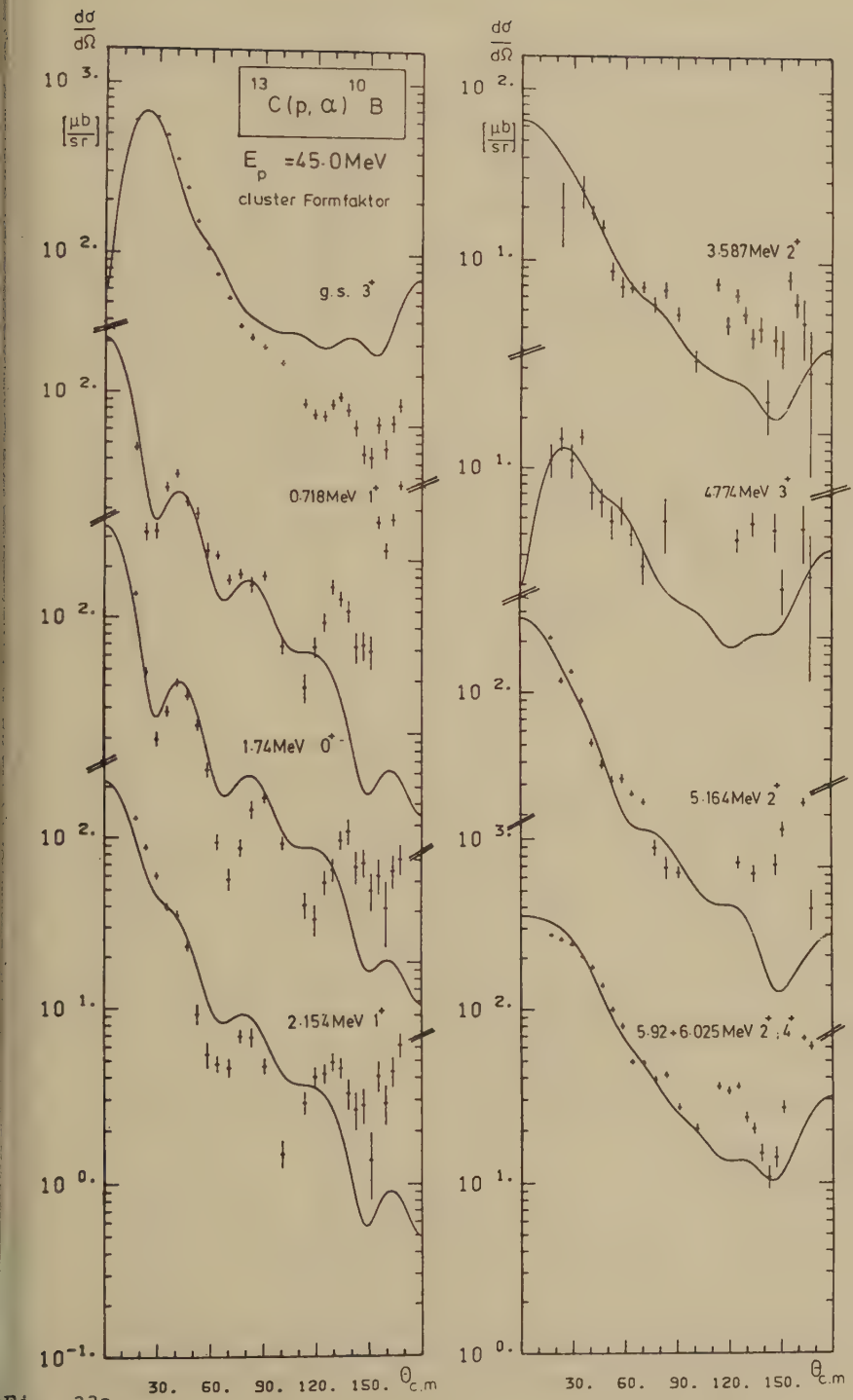

dσ/dΩ
[μb/sr]
13 10
C(p, α) B
E_p =45.0MeV
cluster Formfaktor
g.s. 3+
0.718MeV 1+
1.74MeV 0+
2.154MeV 1+
3.587MeV 2+
4.774MeV 3+
5.164MeV 2+
5.92+6.025MeV 2+,4+
θc.m
30. 60. 90. 120. 150.

Fig. 33a

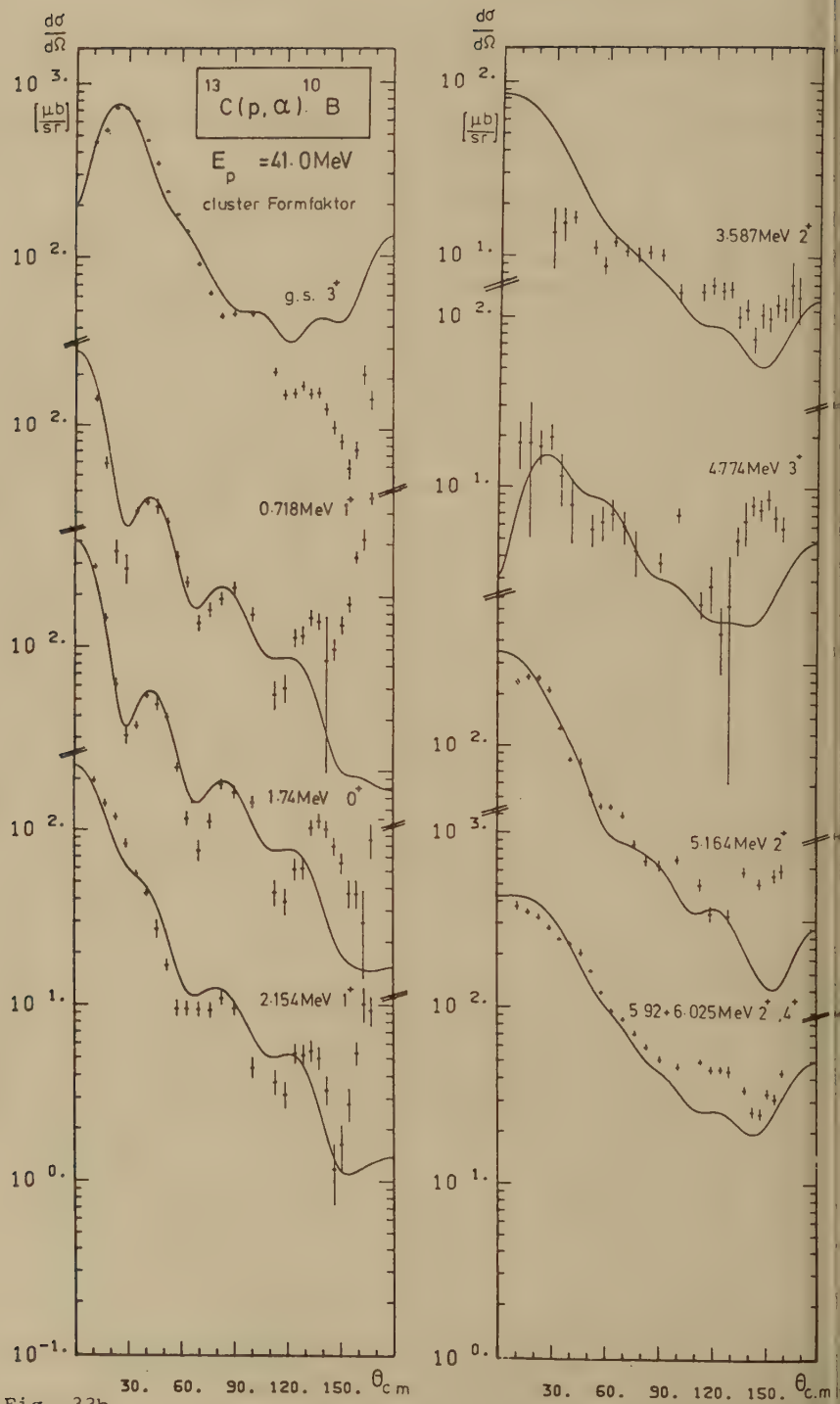

dσ/dΩ
[μb/sr]
13 10
C(p,α) B
E_p =41.0MeV
cluster Formfaktor
g.s. 3+
0.718MeV 1+
1.74MeV 0+
2.154MeV 1+
3.587MeV 2+
4.774MeV 3+
5.164MeV 2+
5.92+6.025MeV 2+,4+
30. 60. 90. 120. 150. θc.m

Fig. 33b

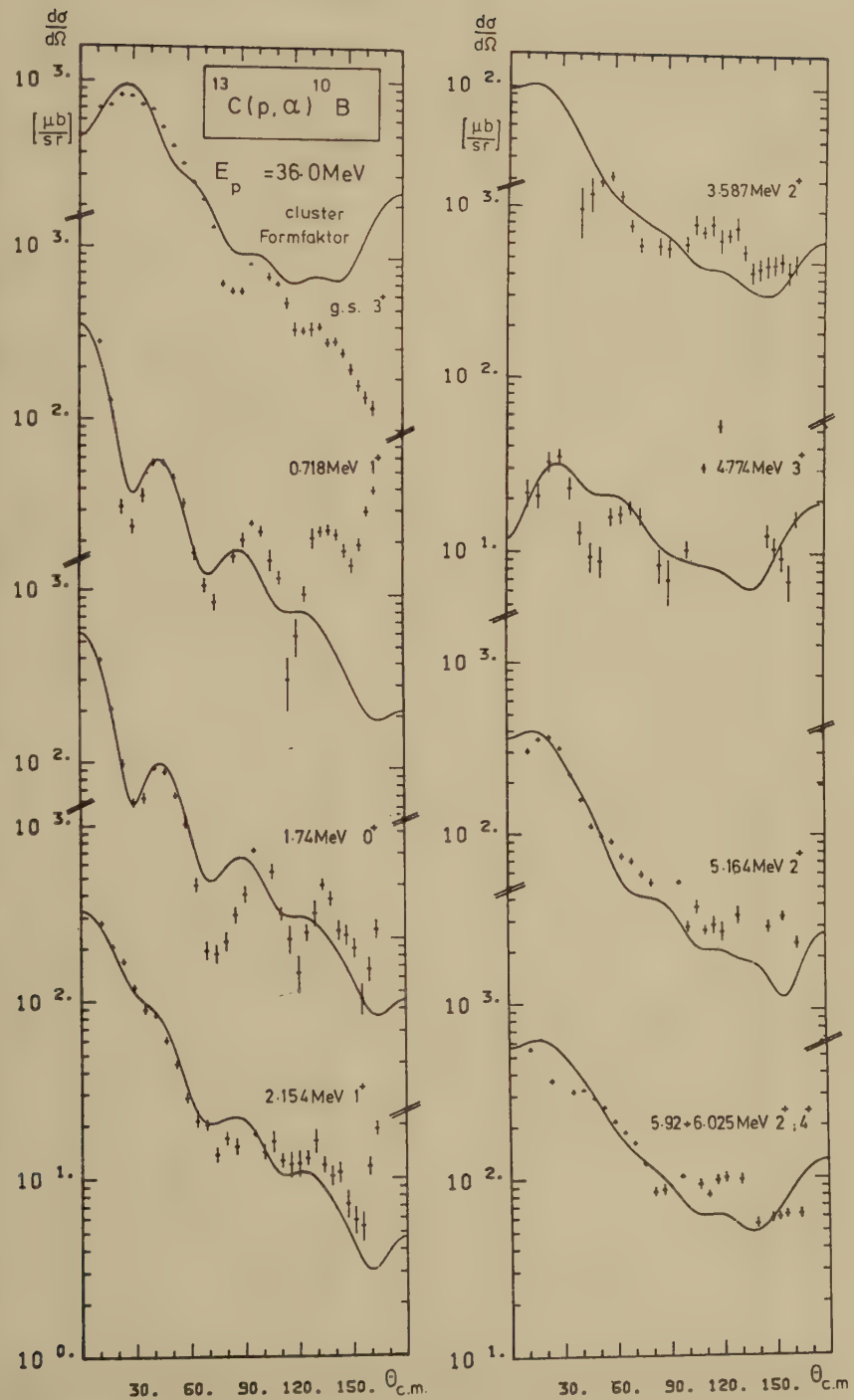

dσ/dΩ
[μb/sr]
13 10
C(p,α) B
E_p =36.0MeV
cluster
Formfaktor
g.s. 3+
0.718MeV 1+
1.74MeV 0+
2.154MeV 1+
3.587MeV 2+
4.774MeV 3+
5.164MeV 2+
5.92÷6.025MeV 2+,4+
30. 60. 90. 120. 150. Θc.m.

Fig. 33c

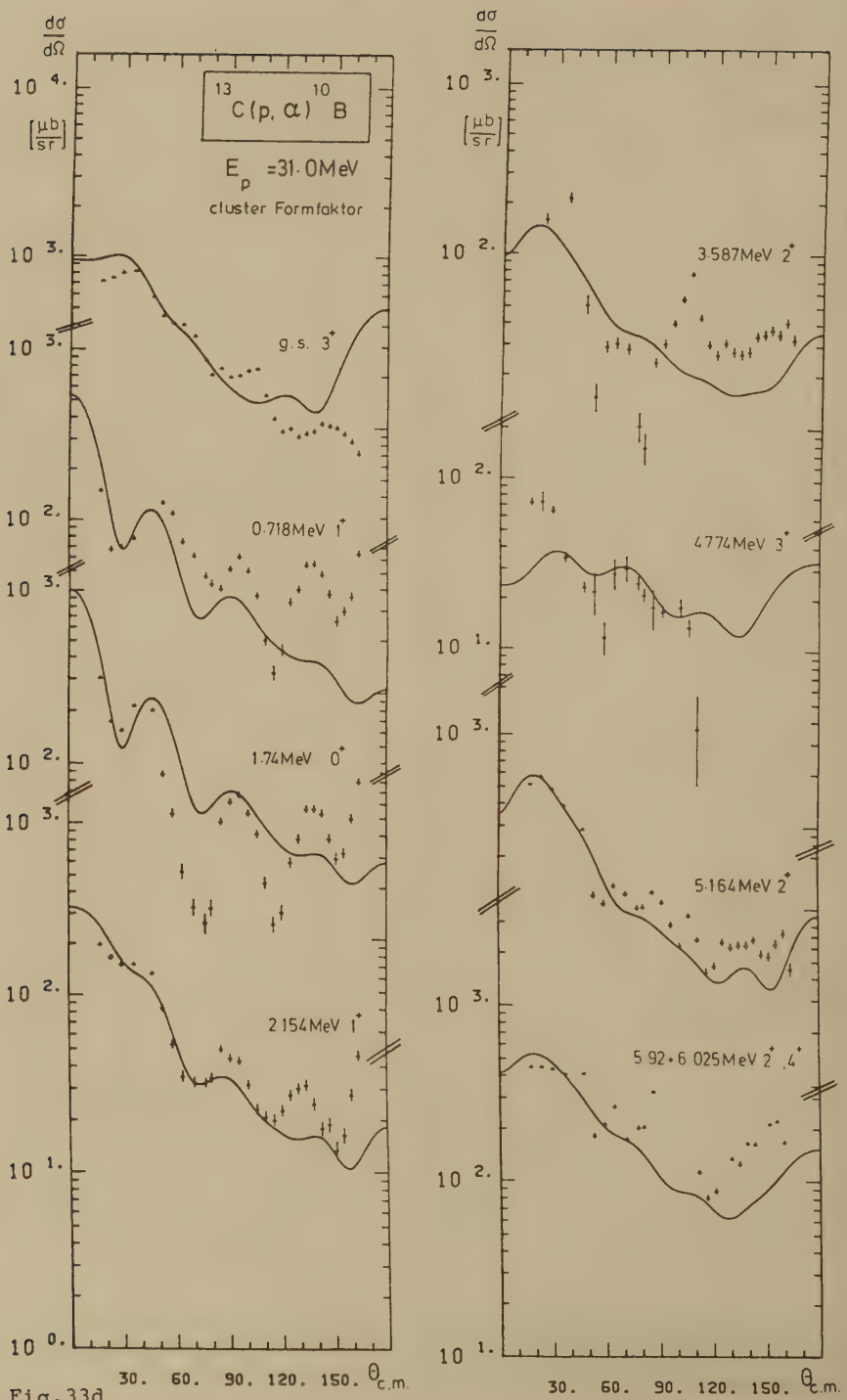

dσ/dΩ
[μb/sr]
$^{13}C(p,\alpha)^{10}B$
E_p =31.0MeV
cluster Formfaktor
g.s. 3+
0.718MeV 1+
1.74MeV 0+
2.154MeV 1+
3.587MeV 2+
4.774MeV 3+
5.164MeV 2+
5.92+6.025MeV 2+,4+
30. 60. 90. 120. 150. θc.m.

Fig.33d

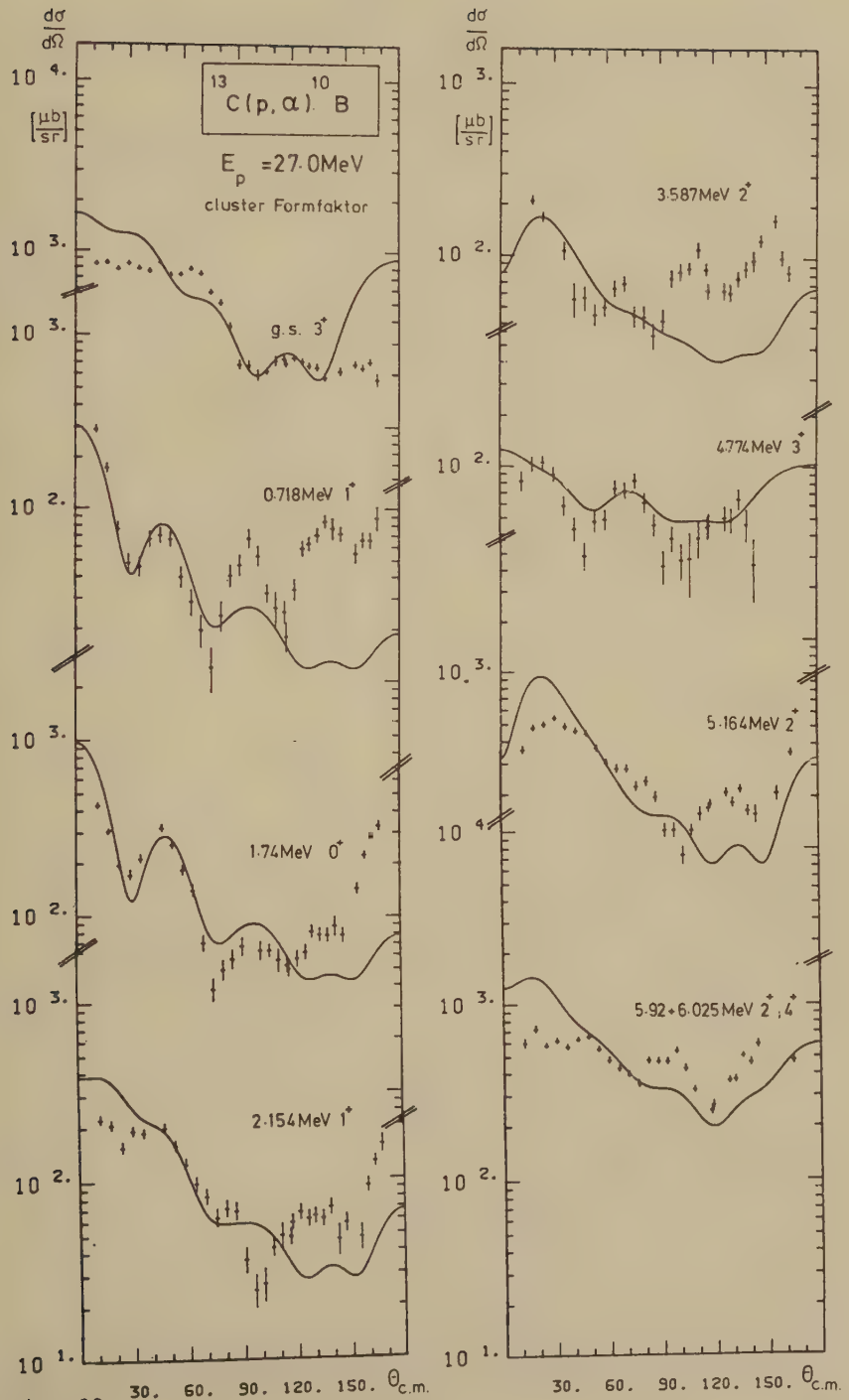

dσ/dΩ
[μb/sr]
13 10
C(p,α) B
E_p =27.0MeV
cluster Formfaktor
g.s. 3+
0.718MeV 1+
1.74MeV 0+
2.154MeV 1+
3.587MeV 2+
4.774MeV 3+
5.164MeV 2+
5.92+6.025MeV 2+,4+
30. 60. 90. 120. 150. θc.m.

Fig. 33e

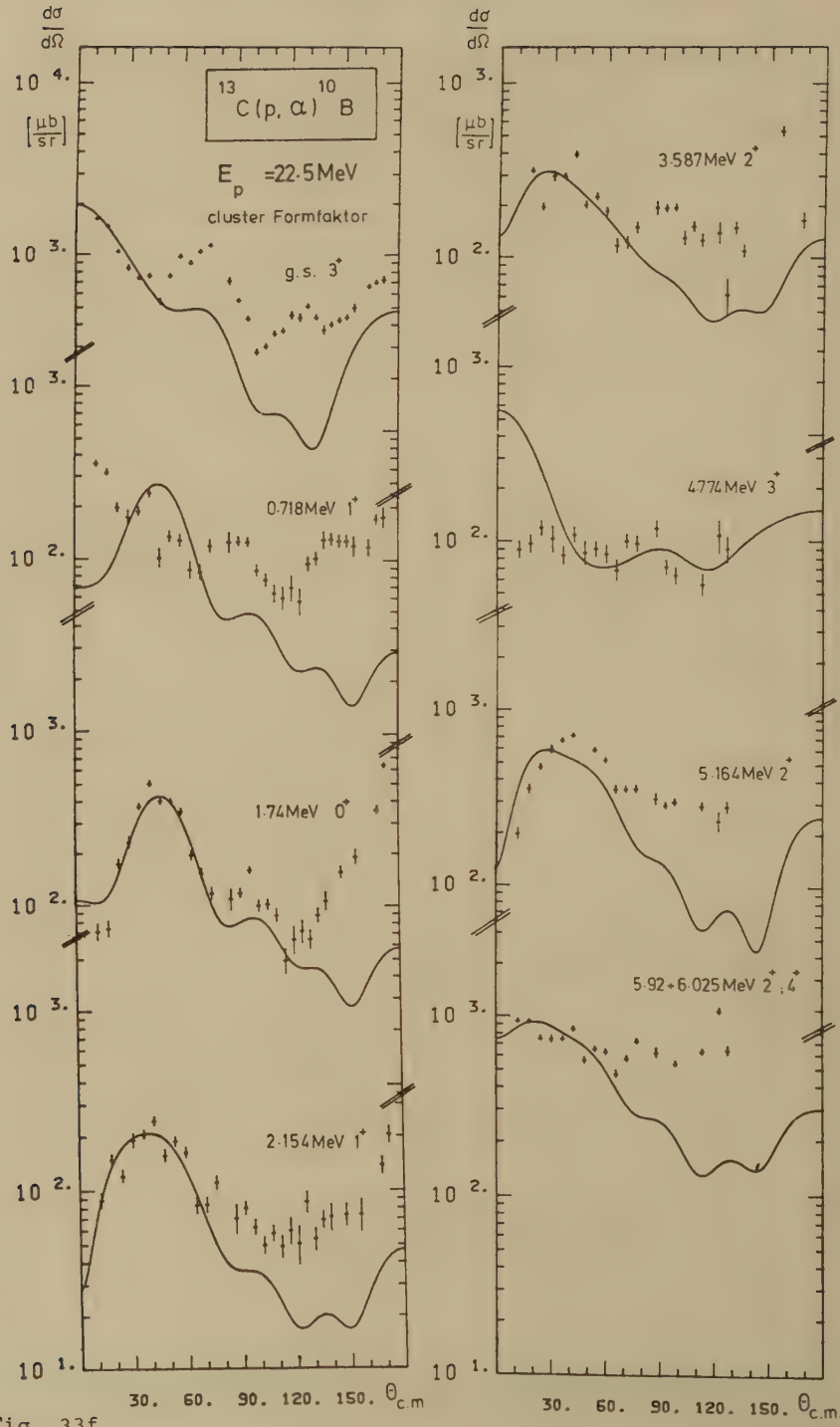

dσ/dΩ
[μb/sr]
13 10
C(p, α) B
E_p =22·5MeV
cluster Formfaktor
g.s. 3+
0·718MeV 1+
1·74MeV 0+
2·154MeV 1+
3·587MeV 2+
4·774MeV 3+
5·164MeV 2+
5·92÷6·025MeV 2+,4+
30. 60. 90. 120. 150. θc.m.

Fig. 33f

Tabelle 25: Normierungskonstanten für die Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$

E_x (MeV)	$J^\pi;T$	E_p = 22.5 (MeV)		27 MeV		31 MeV		36 MeV		41 MeV		45 MeV	
		ε	$\varepsilon_{rel.}$	ε	$\varepsilon_{rel.}$	ε	$\varepsilon_{rel.}$	ε	$\varepsilon_{rel.}$	ε	$\varepsilon_{rel.}$	ε	$\varepsilon_{rel.}$
g.s.	$3^+;0$	15.46	1.00	20.93	1.00	15.73	1.00	13.71	1.00	10.53	1.00	9.70	1.00
0.718	$1^+;0$	67.73	4.38	31.97	1.53	50.69	3.22	31.78	2.32	25.28	2.40	20.68	2.13
1.740	$0^+;1$	23.60	1.53	23.32	1.11	21.87	1.39	11.31	0.83	8.25	0.78	7.56	0.78
2.154	$1^+;0$	8.67	0.56	12.83	0.61	9.06	0.58	7.67	0.56	5.41	0.51	4.92	0.51
3.587	$2^+;0$	16.37	1.06	8.53	0.41	8.03	0.51	5.82	0.43	4.47	0.43	3.30	0.34
4.774	$3^+;0$	5.12	0.33	32.78	1.57	15.90	1.01	12.30	0.90	5.42	0.52	4.44	0.46
5.164	$2^+;1$	7.68	0.50	10.67	0.51	7.22	0.46	5.17	0.38	4.09	0.39	3.09	0.32
5.920	$2^+;0$	6.63	0.43	9.12	0.44	4.31	0.27	5.40	0.39	3.94	0.37	3.34	0.34
6.025	$4^+;0$												
7.477	$2^+;1$	-	-	1.18	0.06	0.75	0.05	-	-	0.60	0.06	-	-

Sieht man von den Werten bei E_p = 22.5 MeV ab, die mit einem anderen optischen α-Potential berechnet wurden, so findet man mit zunehmender Einschußenergie eine Abnahme der Normierungsfaktoren. Das bedeutet, daß die berechneten Wirkungsquerschnitte langsamer mit der Energie abnehmen als die gemessenen Werte. In Fig. 34 ist dieses Verhalten für den Grundzustandsübergang dargestellt: die berechnete Kurve verläuft wesentlich flacher als die experimentelle Kurve. Ein ähnliches Ergebnis ist von anderen (p,α)-Reaktionen an leichten Kernen her bekannt, bei denen mit einem energieunabhängigen optischen α-Potential gerechnet wurde /14/. Andererseits zeigt die Untersuchung der Reaktion $^{27}Al(p,\alpha)^{24}Mg$, daß bei Verwendung eines energieabhängigen optischen α-Potentials die Energieabhängigkeit im Bereich der Einschußenergien E_p = 24 MeV und E_p = 45 MeV richtig wiedergegeben wird /77/. Leider liegen für den Restkern ^{10}B bisher keine elastischen α-Streudaten bei mehreren Energien vor, so daß der Einfluß eines energieabhängigen α-Potentials auf die Energieabhängigkeit der (p,α)-Reaktion im Fall der hier untersuchten Reaktion nicht getestet werden konnte.

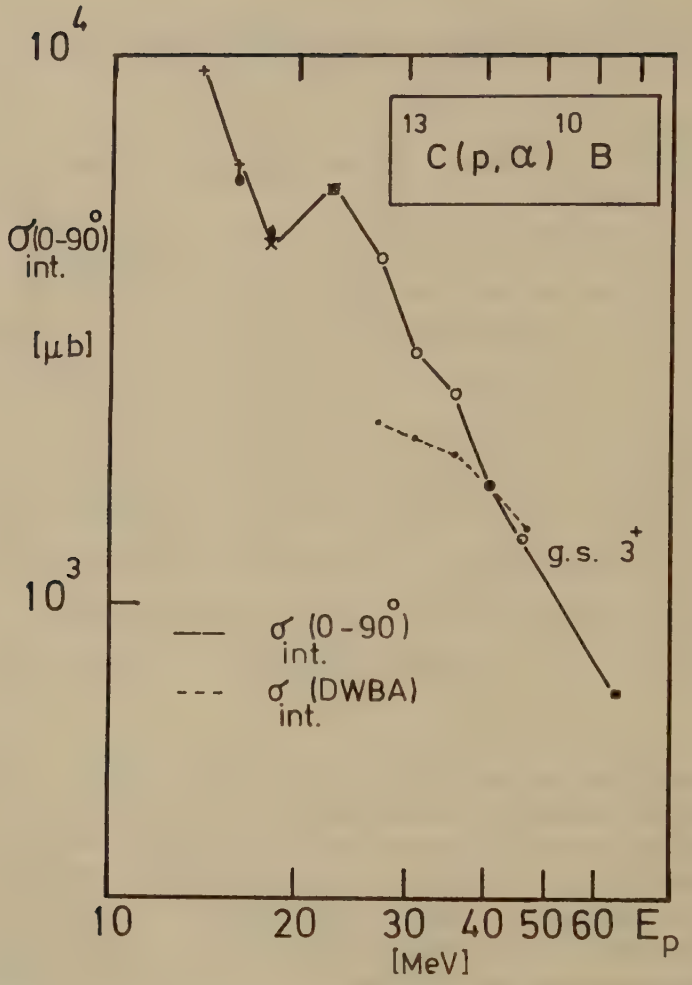


Fig. 34: Energieabhängigkeit der Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B(g.s.)$ (ausgezogene Kurve) zusammen mit dem Ergebnis der DWBA-Rechnung (gestrichelte Kurve).

In Fig. 35 sind die winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte $\sigma_{exp}(0\text{-}90^{\circ})$ mit den Ergebnissen der DWBA-Rechnung σ_{DWBA} und mit den spektroskopischen Faktoren S in SU(3)-Näherung für zwei Einschussenergien verglichen (E_p = 45 und 27 MeV).

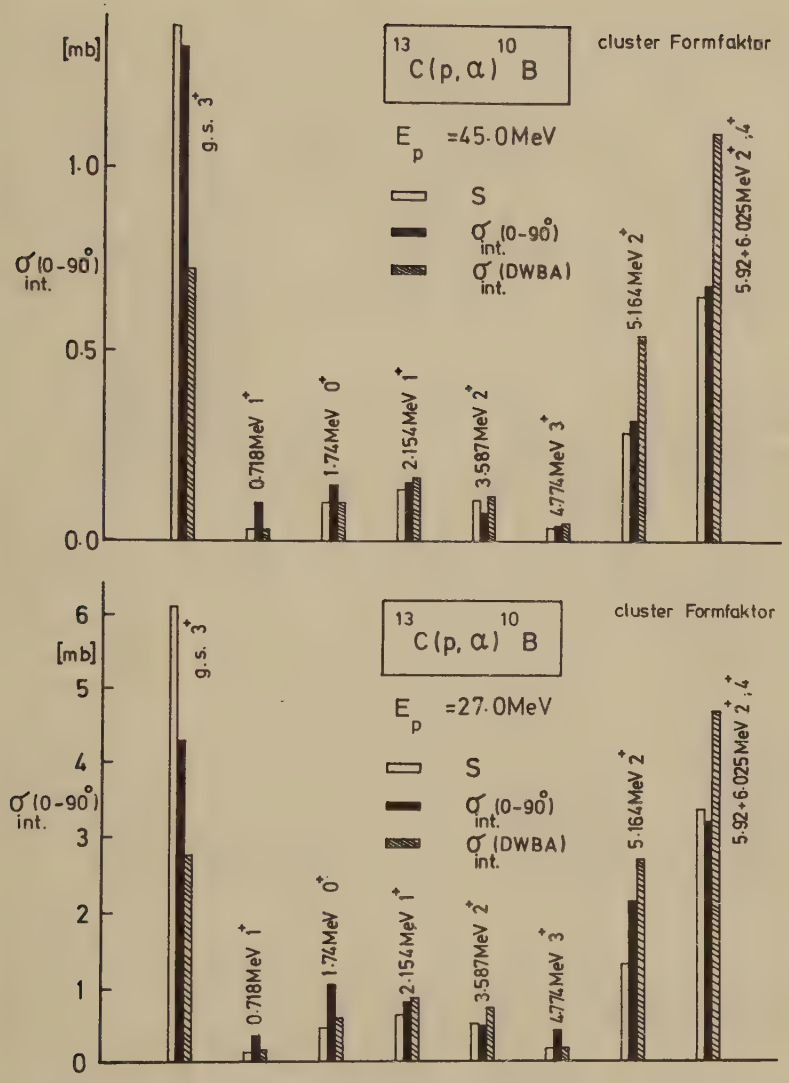


Fig. 35: Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ für zwei Protonenenergien mit den Ergebnissen der DWBA-Rechnungen und den normierten spektroskopischen Faktoren.

Auffällig ist hier sowohl beim Grundzustandsübergang als auch bei den Übergängen zu den angeregten Zuständen bei E_x=5.164 MeV und 5.92 / 6.025 MeV die starke Diskrepanz zwischen den reinen spektroskopischen Faktoren und den Ergebnissen der DWBA-Rechnung. Das bedeutet, daß bei der (p,α)-Reaktion der Einfluß der Reaktionskinematik (Drehimpulsanpassung, "matching") wesentlich stärker ist als bei der (d,α)-Reaktion. Die reinen spektroskopischen Faktoren geben die experimentellen Daten wesentlich besser wieder als die Ergebnisse der DWBA-Rechnung.

Zur Untersuchung der Energieabhängigkeit der einzelnen Übergänge der $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$-Reaktion wurden die integrierten experimentellen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{exp}(0\text{-}90^{o})$-normiert auf den Wert der Summe der Übergänge - aufgetragen gegen den reinen spektroskopischen Faktor (Fig. 36). Man findet ein interessantes Ergebnis: Die experimentellen Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Übergänge zeigen eine deutliche Energieabhängigkeit. Mit zunehmender Einschußenergie konvergieren die experimentellen Werte gegen den Wert des spektroskopischen Faktors während sie zu den niederen Energien hin eine Proportionalität mit dem Wert 2I+1 zeigen (I = Spin des Restkernzustandes). Das bedeutet, daß bei den kleineren Einschußenergien noch der Einfluß des Compoundkernmechanismus auf den Wert der winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte dominiert, während bei den höheren Energien die Reaktion als überwiegend direkte Reaktion verläuft.
Nach dem von Buck et al. /14/ aufgestellten Kriterium für den Wechsel im Reaktionsmechanismus erwartet man für die Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ ein Überwiegen des Direktreaktionsmechanismus für Einschußenergien $E_p \gtrapprox 25$ MeV. Die Aussage von Buck et al. bezieht sich zunächst nur auf (p,α)-Reaktionen, die über einen α-artigen Zwischenkern verlaufen. Die Ergebnisse von Fig. 36 bestätigen eindrucksvoll, daß die Aussage auch auf die Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ und vermutlich auf alle (p,α)-Reaktionen an leichten Kernen angewandt werden kann.

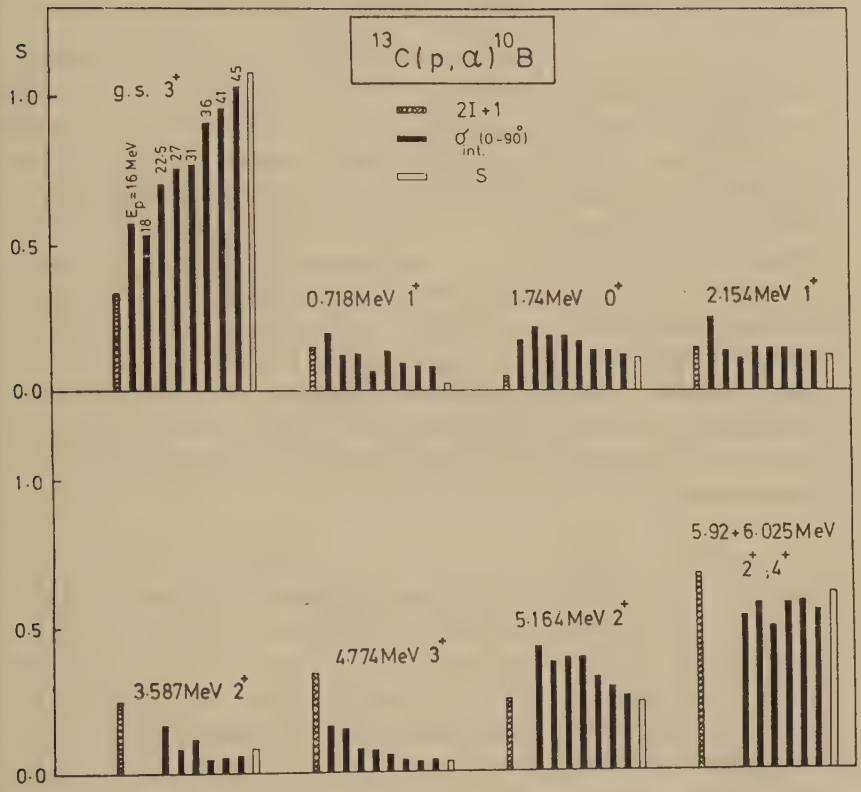


Fig. 36: Vergleich der relativen Übergangsstärken zu Zuständen positiver Parität in ^{10}B mit der 2I+1-Regel und der Schalenmodellrechnung.

V.3.3. Übergänge zu ^{10}B mit $E_x > 5$ MeV und Vergleich der Reaktionen $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$, $^{12}C(p,^3He)^{10}B$ und $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$

In Fig. 37 ist das Termschema für den Kern ^{10}B wiedergegeben. Die Energieniveaus sind für T = 0 und T = 1 getrennt dargestellt. Neben den experimentell bekannten Zuständen sind auch die Ergebnisse von Schalenmodell-Rechnungen eingezeichnet /16/. Man kann sehen, daß die Zuordnung der experimentell gewonnenen Zustände zu den von der Theorie berechneten Energieniveaus bis zu einer Anregungsenergie $E_x \approx 5$ MeV eindeutig ist. Für höhere Anregungsenergien ergeben sich jedoch Unsicherheiten in der Zuordnung. Außerdem ist für eine Reihe von Zuständen im Bereich 5 MeV $\leq E_x \leq$ 7.5 MeV die Angabe von Spin, Parität und Isospin nicht eindeutig oder unbekannt. Die hier untersuchten $^{12}C(d,\alpha)$- und $^{13}C(p,\alpha)$-Übergänge erlauben nun für einige Zustände die sichere Festlegung dieser Quantenzahlen.

Die (d,α)-Reaktion bevölkert nur Zustände mit $\Delta T = 0$. Wie schon im Abschnitt III.3 ausgeführt, wurde bereits in älteren Arbeiten der Übergang zum Zustand $E_x = 1.74$ MeV $(0^+;1)$ sorgfältig untersucht. Der Übergang ist Isospin- und Drehimpuls-verboten. In der Tat wird dieser Übergang nur mit sehr schwacher Intensität beobachtet: Aus dem vorliegenden Experiment ergibt sich ein Wert von ca. 4 μb/sr bei $\Theta = 30^\circ$. Auch eine Anregung des Zustandes bei $E_x = 5.164$ MeV $(2^+;1)$ konnte nicht beobachtet werden (s. Fig. 16 in Abschnitt III.3). Damit scheint gesichert, daß die Isospinerhaltung gut erfüllt ist. Das bedeutet, daß den Zuständen mit $E_x = 6.025$ MeV (4^+), 6.127 MeV (3^-), 6.561 MeV $(2,4^-?)$ und 7.002 MeV $(1,2^+?)$ der Isospin T = 0 zugeordnet werden kann, da in der (d,α)-Reaktion eine deutliche Anregung dieser Zustände beobachtet wird (s. Fig. 16 und Tab. 5 im Abschnitt III.3).

Bei der Betrachtung der (d,α)-Spektren fällt auf, daß die Zustände mit nicht natürlicher, also negativer Parität stark angeregt werden: $E_x = 5.11$ MeV $(2^-;0)$ und $E_x = 6.127$ MeV

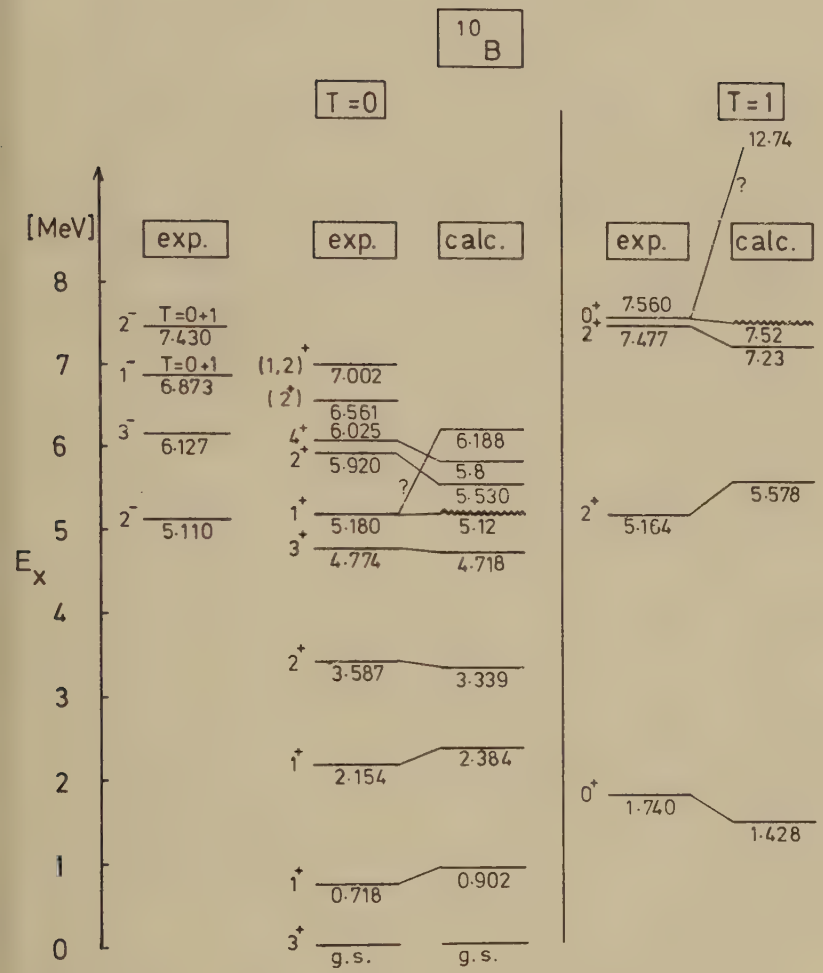


Fig. 37: Termschema des Restkerns ^{10}B.

(3^-;0). Bei den untersuchten (p,^{3}He)-Reaktionen /15, 78/ und der in dieser Arbeit untersuchten (p,α)-Reaktion zum Restkern ^{10}B lassen sich wegen der schlechteren Energieauflösung diese Übergänge nicht von den Übergängen zu benachbarten Zuständen mit positiver Parität trennen. Es kann deshalb für diese Reaktionen keine Aussage über die Anregung von negativen Paritätszuständen gewonnen werden. Aus der Untersuchung an Nachbarkernen ist jedoch bekannt, daß die (p,^{3}He)- und die (p,α)-Reaktion Zustände mit nicht natürlicher Parität nur sehr schwach anregt. Damit bleiben drei Möglichkeiten zur Erklärung der starken Anregung negativer Paritätszustände in ^{10}B durch die ^{12}C(d,α)-Reaktion:
1) Die Anregung erfolgt über einen Compoundkernmechanismus. Dagegen spricht, daß in der ^{13}C(d,α)^{11}B-Reaktion bei gleicher Einschußenergie Zustände mit unnatürlicher, also positiver Parität nur schwach angeregt werden (s. Abschnitt V.4.).
2) Die Anregung erfolgt über einen Zweistufenprozess unter inelastischer Anregung des 3^--Zustandes in ^{12}C im Eingangskanal. In diesem Falle sollte die (d,α)- und die (p,^{3}He)-Reaktion ein ähnliches Ergebnis zeigen. 3) Die Anregung erfolgt nur in der (d,α)-Reaktion, und zwar über dem sequentiellen Prozess (d,α) = (d,p) + (p,α). Die Anregung der negativen Paritätszustände in ^{10}B läßt sich dann verstehen als eine Kopplung des im Stripping-Prozess stark anregbaren $1/2^+$- bzw. $5/2^+$-Zustandes in ^{13}C mit einem im Pickup-Prozess erzeugten $3/2^-$-Loch im ^{12}C-Core. Eine Unterscheidung zwischen den Möglichkeiten 2) und 3) kann aufgrund der vorliegenden Experimente nicht getroffen werden.

Der Zustand bei E_x = 5.92 MeV (2^+;0) ist eindeutig dem von Cohen und Kurath /16/ berechneten Niveau bei $E_{x,calc.}$=5.53 MeV zuzuordnen (s. Fig. 37). Seine Anregung wird sowohl in der (d,α)-Reaktion als auch in der (p,^{3}He)- und in der (p,α)-Reaktion beobachtet, in den beiden letztgenannten Fällen nicht getrennt vom Zustand bei E_x = 6.025 MeV (4^+;0). Dieser Zustand entspricht dem von Cohen und Kurath berechneten Niveau bei E_x = 5.8 MeV. Seine Anregung in der (p,α)-Reaktion ist in

einem Einstufenprozess möglich. Im Gegensatz dazu läßt sich die Anregung eines Zustands mit Spin 4 weder in der (d,α)- noch in der (p,^{3}He)-Reaktion über einen Einstufen-Pickup-prozess erklären. Seine Anregung wird aber in beiden Prozessen eindeutig beobachtet: in der (d,α)-Reaktion deutlich getrennt von den Nachbarzuständen, in der (p,^{3}He)-Reaktion nicht getrennt vom Nachbarzustand mit E_x = 5.92 MeV (2^+;0). Man beobachtet bei $E_x \approx 6$ MeV eine sehr breite Linie (s. Fig. 38), die auf eine starke Anregung beider Zustände schließen läßt. Außerdem ist die experimentelle Stärke dieser Linie wesentlich größer als die nur für den Übergang zu E_x = 5.92 MeV (2^+;0) berechnete Stärke /15, 78/ (s. Fig. 39). Beides deutet auf eine starke Anregung des 4^+-Zustandes auch in der (p,^{3}He)-Reaktion hin. Seine Anregung läßt sich verstehen als Folge der starken Deformation des Targetkerns ^{12}C und der damit verbundenen Anregung des 2^+-Zustandes im Eingangskanal sowohl

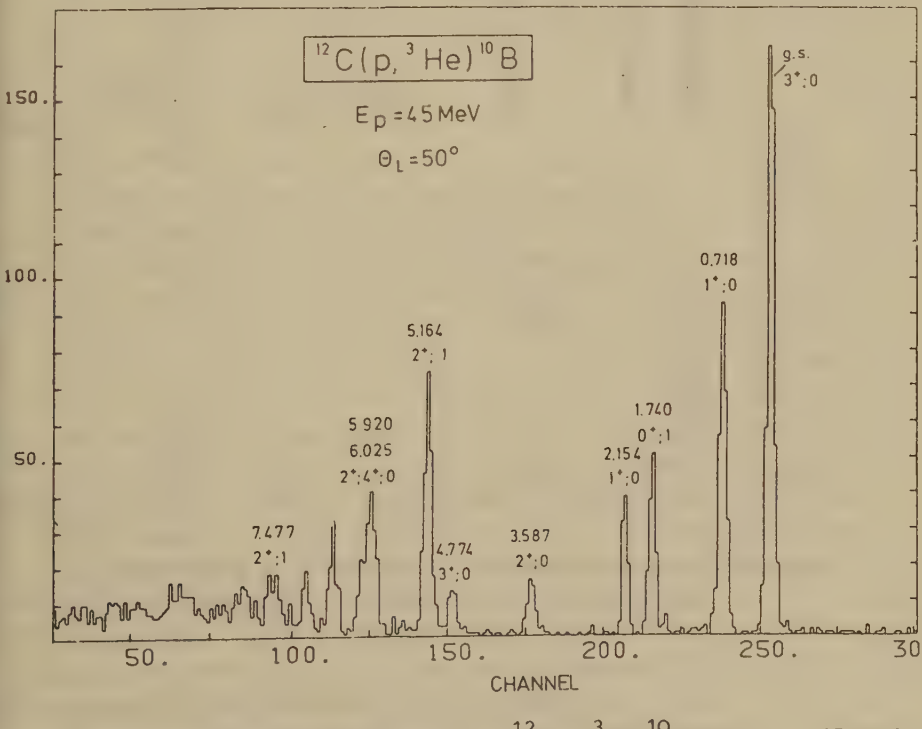


Fig. 38: Spektrum der Reaktion ^{12}C(p,^{3}He)^{10}B für E_p = 45 MeV und $\theta = 50^\circ$ /15/.

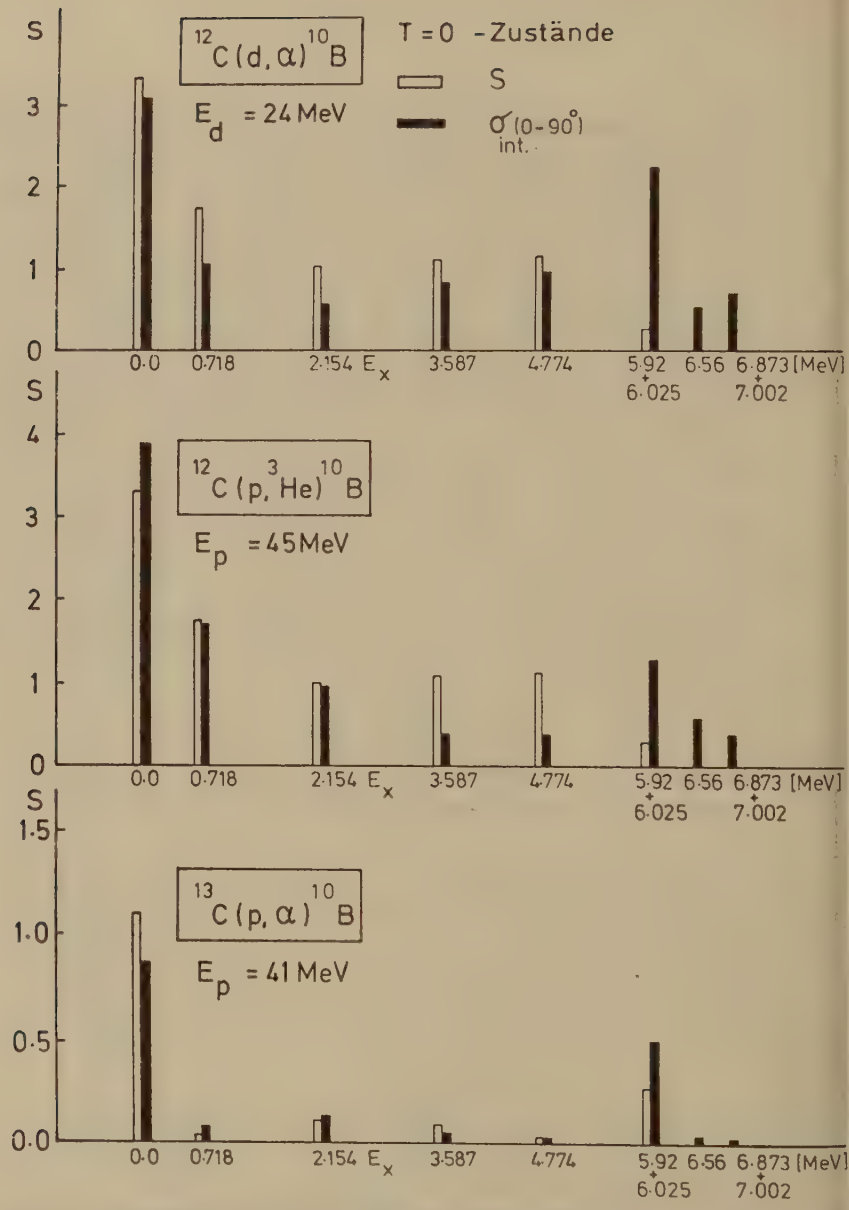


Fig. 39: Vergleich der spektroskopischen Faktoren der $\Delta T = 0$-Übergänge für die Reaktionen $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$, $^{12}C(p,^3He)^{10}$ und $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ mit den normierten experimentellen Wirkungsquerschnitten $\sigma_{int}(0\text{-}90^{\circ})$. (Für die Linie zu $E_x \approx 6$ MeV wurden in allen Fällen die experimentellen Übergänge zu 2^+, 4^+, 3^- berücksichtigt und nur mit dem spektroskopischen Faktor für den Übergang zu 2^+ verglichen.)

in der (d,α)- als auch in der (p,^{3}He)-Reaktion. Eine Berechnung des entsprechenden Zweistufenprozesses wurde jedoch nicht durchgeführt, da spektroskopische Amplituden für den Zweiteilchenpickup mit dem angeregten $^{12}C(2^+)$-Zustand als Eingangszustand nicht zur Verfügung standen.

Dem Zustand bei E_x = 6.561 MeV wird in der Literatur Spin und Parität $(2,4)^-$ zugeordnet /36/. Yasue et al. /78/ gewinnen aus der Untersuchung der $^{12}C(p,^3He)^{10}B$-Reaktion bei E_p = 51.9 MeV die Zuordnung $(J^\pi;T) = (2^+;0)$. Die Analyse der (d,α)-Reaktion bestätigt die letzte Zuordnung: Die gemessene Winkelverteilung läßt sich gut durch einen ΔL = 2-Transfer beschreiben. Dasselbe gilt für den Übergang zum Zustand bei E_x = 7.002 MeV (Literaturangabe /36/: $(J^\pi;T) = ((1,2)^+; (0))$. Zuordnung als Ergebnis der vorliegenden (d,α)-Analyse: $(J^\pi;T) = (2^+;0)$. In der (p,α)-Reaktion werden beide Zustände sehr schwach angeregt. Die gefundenen Winkelverteilungen sind mit großen Fehlern behaftet, so daß mit Hilfe dieser Reaktion keine Zuordnung möglich ist.

In Fig. 39 und in Tabelle 26 werden die experimentell gemessenen Stärken für die Übergänge zu den T = 0-Zuständen im Restkern ^{10}B für die drei Reaktionen $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$, $^{12}C(p,^3He)^{10}B$ und $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ miteinander und mit den berechneten spektroskopischen Faktoren verglichen. Die Werte für $^{12}C(p,^3He)^{10}B$ sind der Arbeit von Rapp /15/, die theoretischen Werte den Tabellen 16 und 17 entnommen. Man findet für die (d,α)- und die (p,α)-Reaktion eine recht gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment mit Ausnahme des bereits diskutierten Überganges zu E_x = 5.92 MeV / 6.025 MeV. Bei der (p,^{3}He)-Reaktion beobachtet man - in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Yasue et al. /78/ - für die Übergänge zu E_x = 3.587 und 4.774 MeV eine um den Faktor 2 zu kleine experimentelle Stärke.

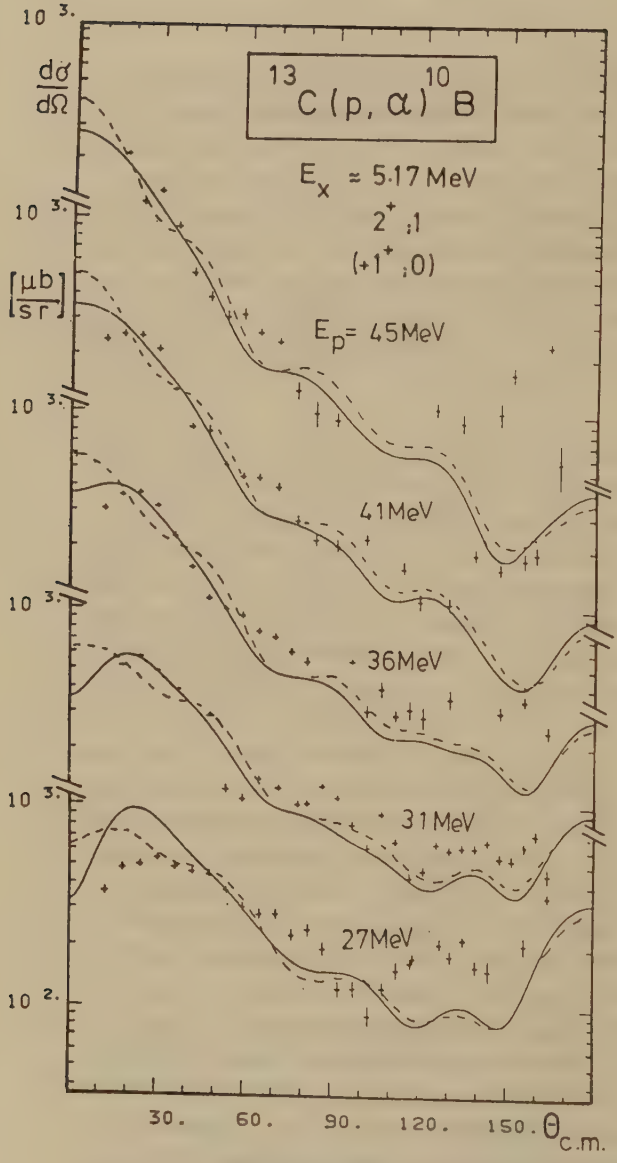
Tabelle 26: Vergleich der (d,α)-, (p,^{3}He)- und (p,α)-Reaktion: T = 0-Zustände im Restkern ^{10}B

E_x (MeV)	$J^\pi;T$	$^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ E_d = 24 MeV $\sigma_{exp}(0\text{-}90^o)$ (μb)	S	$^{12}C(p,^3He)^{10}B$ E_p=45 MeV /15/ $\sigma_{exp}(0\text{-}90^o)$ (μb)	S	$^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ E_p = 41 MeV $\sigma_{exp}(0\text{-}90^o)$ (μb)	S
g.s.	$3^+;0$	6740.8	3.29	1041.8	3.29	1631.5	1.080
0.718	$1^+;0$	2226.1	1.724	454.4	1.724	141.19	0.021
2.154	$1^+;0$	1249.7	1.016	259.2	1.016	220.4	0.111
3.587	$2^+;0$	1712.2	1.070	103.2	1.070	75.9	0.089
4.774	$3^+;0$	2066.7	1.113	100.7	1.113	48.89	0.029
5.920	$2^+;0$	4859.2	0.272	338.7	0.272	967.37	0.272
6.025	4^+						
6.561	$(4)^-,2^+$	1165.4	---	159.5	---	78.67	---
6.873	$1^-;0+1$	1523.75	---	102.4	---	48.3	---
7.002	$(1,2)^+;(0)$						

In der (p,α)-Reaktion beobachtet man auch die Übergänge zu den T = 1-Zuständen in ^{10}B. Der tiefste T = 1-Zustand liegt bei einer Anregungsenergie E_x = 1.74 MeV ($0^+;1$), man findet eine starke Anregung sowohl in der (p,α)- als auch in der (p,^{3}He)-Reaktion /15, 78/. Der nächste T = 1-Zustand liegt bei E_x = 5.164 MeV ($2^+;1$), er entspricht dem von Cohen und Kurath berechneten Zustand mit $E_{x,calc}$= 5.578 MeV. Im Experiment läßt sich dieser Zustand nicht von den Nachbarzuständen bei E_x = 5.11 MeV ($2^-;0$) und E_x = 5.18 MeV ($1^+;0$) trennen. Wie bereits ausgeführt, kann die Anregung des Zustandes mit negativer Parität in der (p,α)-Reaktion (wie in der (p,^{3}He)-Reaktion /78/) vernachlässigt werden. Über eine Anregung des ($1^+;0$)-Zustandes läßt sich jedoch zunächst nichts aussagen. Yasue et al. identifizieren diesen Zustand mit dem von Cohen und Kurath berechneten Zustand bei $E_{x,calc.}$= 6.188 MeV. Der Unterschied zwischen Rechnung und Experiment beträgt ca. 1 MeV.

Für diesen Zustand finden Cohen und Kurath sowohl für den Einteilchen- als auch für den Zweiteilchen-pickup eine sehr kleine Übergangsstärke. Diese Aussage ist in Übereinstimmung mit dem Experiment: Weder in der $^{11}B(\tau,\alpha)^{10}B$-Reaktion /36/ noch in der in dieser Arbeit untersuchten (d,α)-Reaktion findet man eine starke Anregung des breiten $(1^+;0)$-Zustandes (s.Fig. 16). Yasue et al. /78/ haben deshalb bei der Analyse ihrer $(p,^3He)$-Daten eine Anregung des $(1^+;0)$-Zustandes vernachlässigt und die Linie bei $E_x \approx 5.17$ MeV nur dem Übergang zum $(2^+;1)$-Zustand bei $E_x = 5.164$ MeV zugeschrieben.

Für den Dreiteilchentransfer liegen die von Kurath und Millener /17/ berechneten Stärken für den $(2^+;1)$- und den $(1^+;0)$-Zustand in vergleichbarer Größe. Es wurden deshalb Rechnungen für die Winkelverteilung der (p,α)-Reaktion durchgeführt, die nur den Übergang zum $(2^+;1)$-Zustand, und solche, die beide Übergänge berücksichtigen (Fig. 40). Die experimentellen Ergebnisse sind mit der ersten Rechnung besser verträglich. Eine Berücksichtigung der von Kurath und Millener angegebenen Übergangsstärke zum $(1^+;0)$-Zustand liefert auch für die Normierungskonstante ε wesentlich schlechtere Werte, der Unterschied zwischen experimentellen und berechneten Daten im integrierten Wirkungsquerschnitt (Fig. 35) wird erheblich größer. Dieses Ergebnis legt die Vermutung nahe, daß der experimentell beobachtete Zustand bei $E_x = 5.18$ MeV $(1^+;0)$ nicht dem berechneten Zustand bei $E_{x,calc} = 6.188$ MeV entspricht. Tatsächlich zeigen True und Warburton /79/, daß die Kopplung von zwei (2s)-Nukleonen an den ^8Be-Grundzustand zu zwei Zuständen in ^{10}B führt, deren Anregungsenergien mit $E_{x,calc} = 5.12$ MeV $(1^+;0)$ und 7.52 MeV $(0^+;1)$ angegeben werden. Identifiziert man den beobachteten $(1^+;0)$-Zustand bei $E_x = 5.18$ MeV mit dem von True und Warburton berechneten Zustand, so lassen sich alle bisher diskutierten experimentellen Ergebnisse gut verstehen, da eine Anregung einer $(^8Be)(2s)^2$-Konfiguration durch pickup-Prozesse an Targetkernen der 1p-Schale sehr unwahrscheinlich ist. Darüberhinaus wird durch diese Interpretation die große Breite, d.h. kurze Lebensdauer des $(1^+;0)$-Zustandes



	$2^+;1$	$\frac{2^+;1}{1^+;0}$
ε	= 3.09	1.95
ε_{rel}	= 0.32	0.20
ε	= 4.09	2.49
ε_{rel}	= 0.39	0.24
ε	= 5.17	3.13
ε_{rel}	= 0.38	0.23
ε	= 7.23	4.35
ε_{rel}	= 0.46	0.28
ε	= 10.67	5.77
ε_{rel}	= 0.51	0.28

Fig. 40: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $^{12}C(p,\alpha)^{10}B$ (E_x = 5.17 MeV) bei fünf Einschußenergien zusammen mit den Ergebnissen der DWBA-Rechnungen und den Werten der Normierungskonstanten.

verständlich und man kann verstehen, daß dieser Zustand weder in (p,p')- noch in (τ,τ')-Prozessen sondern nur in (d,d')-Prozessen beobachtet wird. So ist es gerechtfertigt, daß in der Analyse der vorliegenden (p,α)-Daten die beobachtete Linie bei $E_x \approx 5.17$ MeV als reiner Übergang zu $E_x = 5.164$ MeV $(2^+;1)$ betrachtet wird (Fig. 33 und Tab. 25).

Als letztes soll die in der (p,α)-Reaktion beobachtete Linie bei $E_x \approx 7.5$ MeV diskutiert werden. Sie konnte nur bei den Einschußenergien $E_p = 27$, 31 und 41 MeV ausgewertet werden und die Winkelverteilungen sind deshalb in Fig. 33 nicht aufgeführt. Bei dieser Anregungsenergie liegen wieder mehrere Niveaus. Der Zustand bei $E_x = 7.48$ MeV besitzt nach Ajzenberg-Selove /36/ ein $(J^\pi;T) = (2^-;1)$. Aus der Analyse von Elektronenstreudaten /80/ ergibt sich jedoch die Signatur $(2^+;1)$. Diese Aussage ist in Übereinstimmung mit den Rechnungen von Cohen und Kurath, die einen $(2^+;1)$-Zustand bei $E_{x,calc} \hat{=} 7.23$ MeV finden und mit den Ergebnissen der Analyse der $^{12}C(p,^3He)^{10}B$-Reaktion /78, 81/ und der vorliegenden $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$-Reaktion. In Fig. 41 werden die experimentellen Ergebnisse mit DWBA-Winkelverteilungen verglichen, die man erhält, wenn die bei $E_x \approx 7.5$ MeV beobachtete Linie mit dem Übergang zu $E_x = 7.477$ MeV $(2^+;1)$ identifiziert wird. Die Übereinstimmung ist befriedigend. Es ergibt sich nur - in Übereinstimmung mit den $(p,^3He)$-Ergebnissen von Yasue et al. /78/ - ein sehr kleiner Wert für die Normierungskonstante ε. Dabei wurde ein Übergang in den benachbarten $(0^+;1)$-Zustand bei $E_x = 7.56$ MeV nicht berücksichtigt: Identifiziert man diesen Zustand mit dem von Cohen und Kurath berechneten Zustand bei $E_{x,calc} \hat{=} 12.47$ MeV (!), dann ist die Übergangsstärke sehr klein. Identifiziert man ihm mit dem von True und Warburton /79/ berechneten Zustand der Konfiguration $(^8Be)(2s)^2$ bei $E_{x,calc} \hat{=} 7.52$ MeV, so sollte die Übergangswahrscheinlichkeit ebenfalls sehr klein sein.

In Fig. 42 und in Tabelle 27 sind nun die integrierten Wirkungsquerschnitte der drei T = 1 -Übergänge für die Reaktionen $^{12}C(p,^3He)^{10}B$ /15/ und $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ aufgetragen. Die Daten werden verglichen mit den entsprechenden spektroskopischen Faktoren. Man findet für die (p,α)-Reaktion eine wesentlich bessere Übereinstimmung als für die $(p,^3He)$-Reaktion.

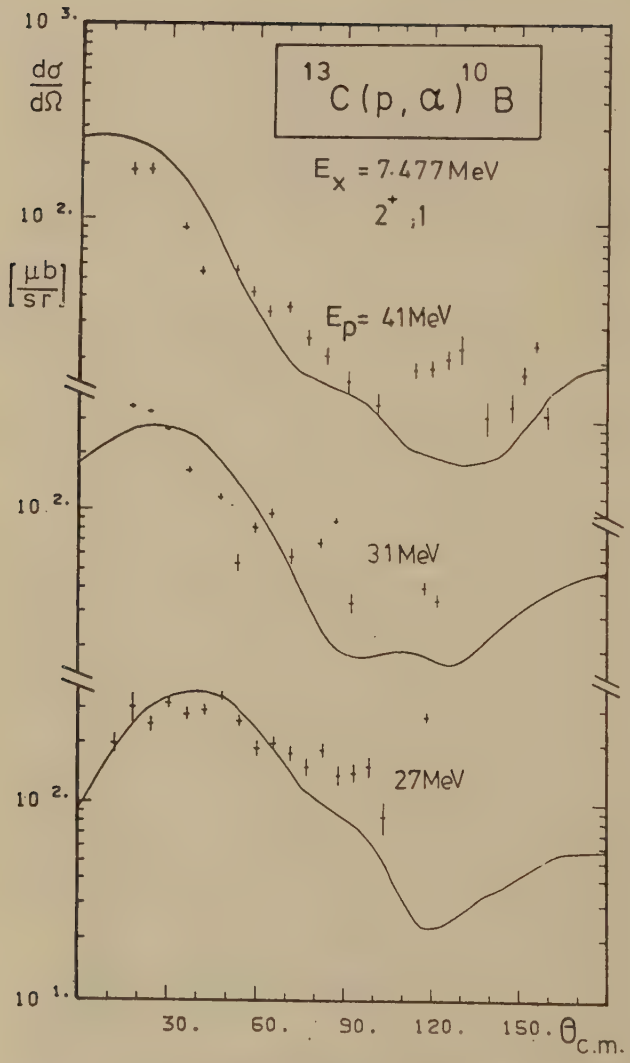


Fig. 41: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ (E_x = 7.5 MeV) bei drei Einschußenergien zusammen mit den Ergebnissen der DWBA-Rechnungen und den Werten der Normierungskonstanten.

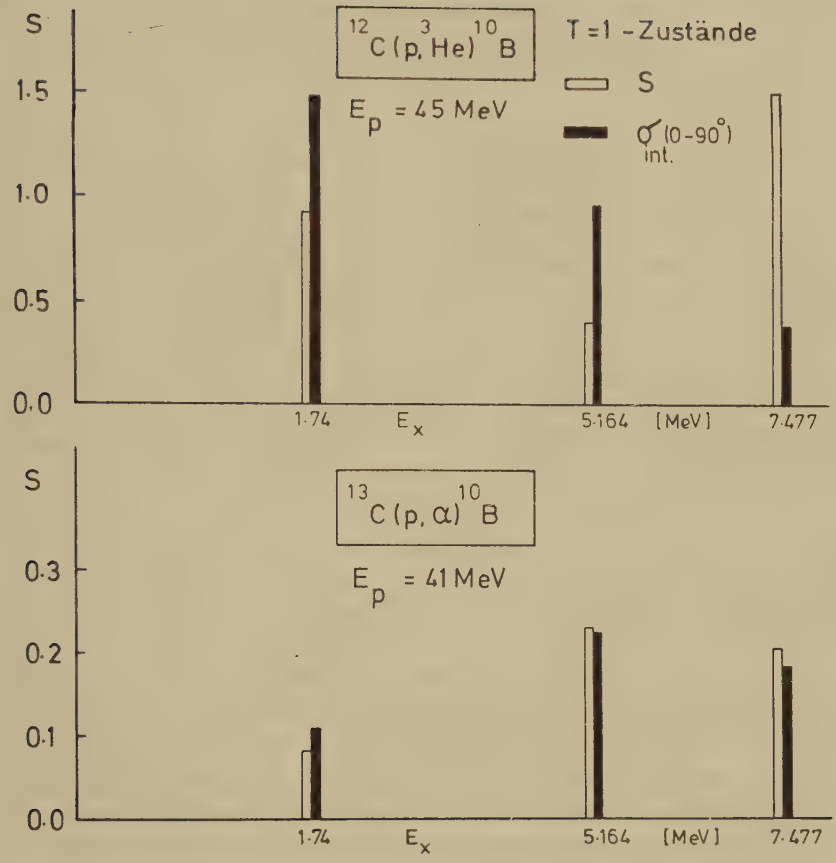


Fig. 42: Vergleich der spektroskopischen Faktoren der $\Delta T = 1$-Übergänge für die Reaktion $^{12}C(p,^{3}He)^{10}B$ und $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ mit den normierten experimentellen Wirkungsquerschnitten $\sigma_{int}(0 - 90^{o})$.

Tabelle 27: Vergleich der (p,^{3}He)- und (p,α)-Reaktion: T = 1-Zustände im Restkern ^{10}B

E_x (MeV)	J^π;T	^{12}C(p,^{3}He)^{10}B E_p=45 MeV /15/ $\sigma_{exp}(0\text{-}90^\circ)$ (μb)	S	^{13}C(p,α)^{10}B E_p = 41 MeV $\sigma_{exp}(0\text{-}90^\circ)$ (μb)	S
1.740	0^+;1	583.2	0.916	234.5	0.080
5.164	2^+;1	372.2	0.405	482.0	0.229
7.477	2^+;1	158.4	1.515	396.1	0.204

V.4. Übergänge zum Restkern ^{11}B: ^{13}C(d,α)^{11}B

In Fig. 43 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Reaktion ^{13}C(d,α)^{11}B bei E_d = 24.0 MeV aufgetragen. Die durchgezogenen Kurven sind das Ergebnis von DWBA-Rechnungen unter Benutzung eines mikroskopischen und eines Cluster-Formfaktors. Die spektroskopischen Amplituden sind den Tabellen 14 und 16 entnommen. Die für die Anpassung benötigten Normierungskonstanten ε bzw. $\varepsilon_{rel.}$ sind in Tabelle 28 zusammengefaßt.

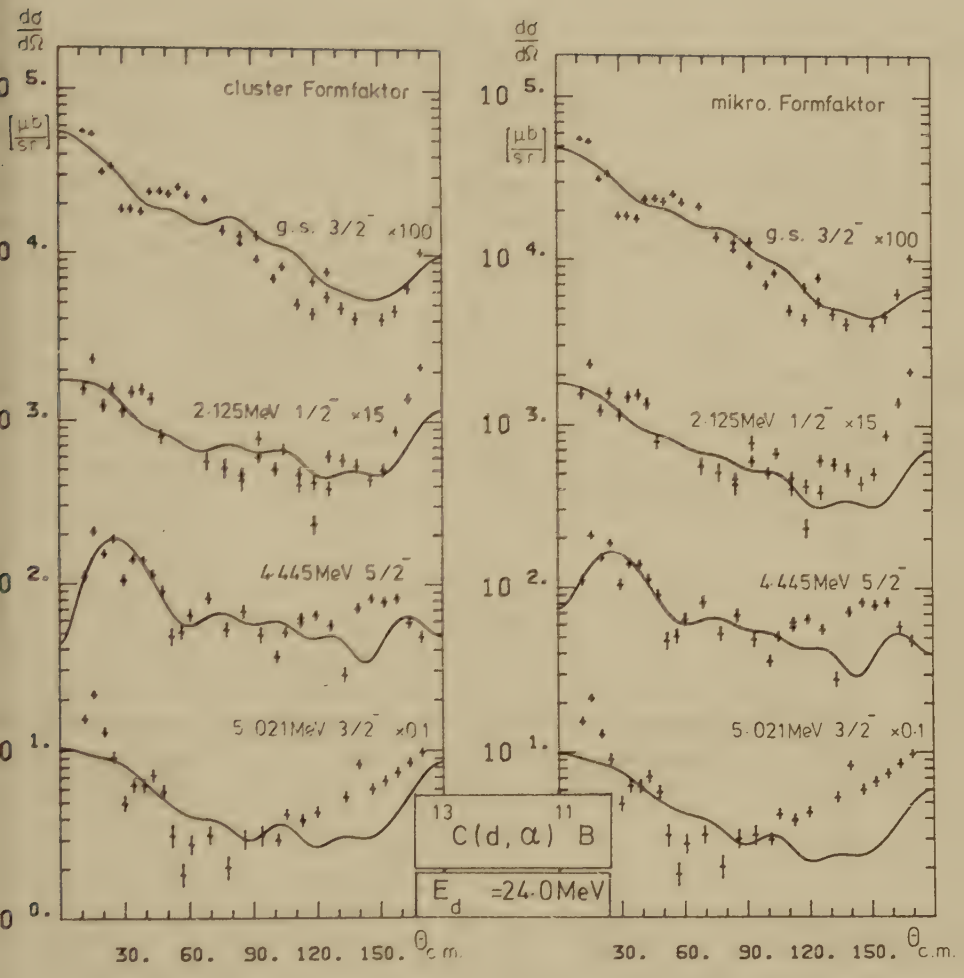


Fig. 43a: Winkelverteilungen der Reaktion $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$ zusammen mit zero-range DWBA-Rechnungen mit Cluster- und mikroskopischem Formfaktor: $E_x < 6$ MeV

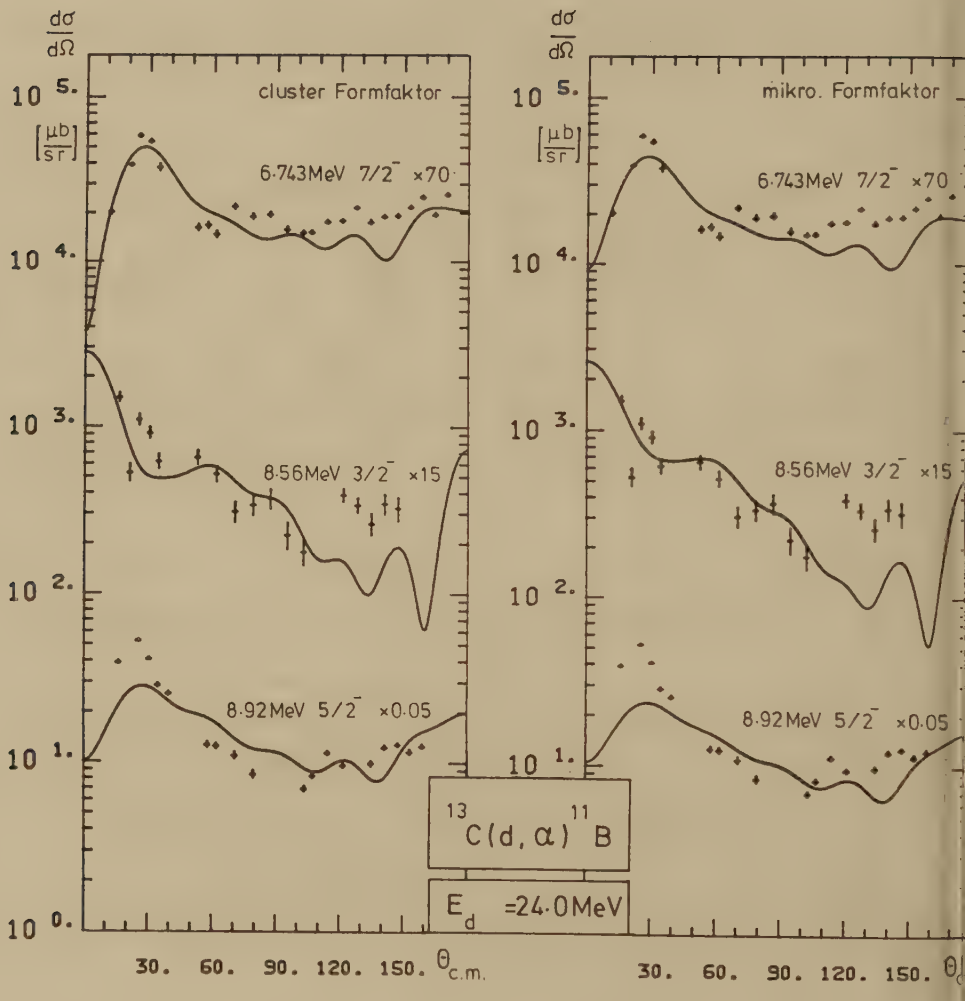


Fig. 43b: Winkelverteilungen der Reaktion $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$ zusammen mit zero-range DWBA-Rechnungen mit Cluster- und mikroskopischem Formfaktor: $E_x > 6$ MeV

Tabelle 28: Normierungskonstanten für die Reaktion $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$

E_x (MeV)	$\sigma_{exp}(0\text{-}90^o)$ (µb)	S	mikrosk. F.F. ε	$\varepsilon_{rel.}$	Cluster-F.F. ε	$\varepsilon_{rel.}$
g.s.	1334	0.729	21.30	1.00	1.19	1.00
2.125	308	0.154	24.46	1.15	1.35	1.13
4.445	527	0.437	14.95	0.70	0.73	0.61
5.021	299	0.298	10.21	0.48	0.51	0.43
6.743	2236	2.559	9.72	0.46	0.45	0.38
8.559	220	1.048	1.36	0.06	0.05	0.04
8.920	2154	1.682	13.73	0.65	0.70	0.59

Die Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den berechneten Winkelverteilungen ist zufriedenstellend bis auf den Übergang zu E_x = 5.021 MeV ($3/2^-$; 1/2), für den die Theorie den Anstieg bei den Vorwärtswinkeln nicht gut wiedergibt. Die Rechnungen mit mikroskopischem und Cluster-Formfaktor zeigen in den Winkelverteilungen keine großen Differenzen, sie unterscheiden sich jedoch stark in den Absolutwerten der Normierungskonstanten ε.

Die Übergänge zu Zuständen mit positiver Parität (E_x = 7.286 MeV; $(3/2, 5/2)^+$ und E_x = 7.978 MeV; $3/2^+$) haben eine kleine Intensität (s. Tabelle 6), deshalb kann vermutet werden, daß in der starken Linie bei $E_x \approx 6.77$ MeV der Übergang zu E_x = 6.743 MeV ($7/2^-$) gegenüber dem zu E_x = 6.793 MeV ($1/2^+$) dominiert. Die gute Übereinstimmung der Winkelverteilungen und der Wert der Normierungskonstanten bestätigen diese Annahme. Der Übergang zu E_x = 8.559 MeV läßt sich sehr gut durch einen L = 0-Transfer beschreiben, die Signatur des Zustandes ergibt sich damit zu $J^\pi = 3/2^-$. Allerdings beträgt die Abweichung zwischen der experimentellen Anregungsenergie von 8.559 MeV zu dem von Cohen und Kurath /18/ angegebenen Wert

von 11.44 MeV nahezu 3 MeV. Diese Diskrepanz in der Bindungsenergie und die starke Abweichung in der Normierungskonstanten (Tabelle 28) zeigen an, daß dieser Zustand von der Theorie nicht sehr gut wiedergegeben wird. Dies wird auch in Fig. 44 deutlich. In dieser Abbildung ist der Vergleich der winkelintegrierten experimentellen und der berechneten Wirkungsquerschnitte mit der Größe S, der Summe der Quadrate der spektroskopischen Amplituden dargestellt. Bis auf den Übergang zu E_x = 8.559 MeV ($3/2^-$) ist die Übereinstimmung recht gut. Sie zeigt an, daß die $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$-Reaktion bei der untersuchten Energie von E_d = 24 MeV als Einstufen-pickup-Prozess beschrieben werden kann und daß die Cohen-Kurath-Wellenfunktionen die spektroskopischen Stärken recht gut wiedergeben.

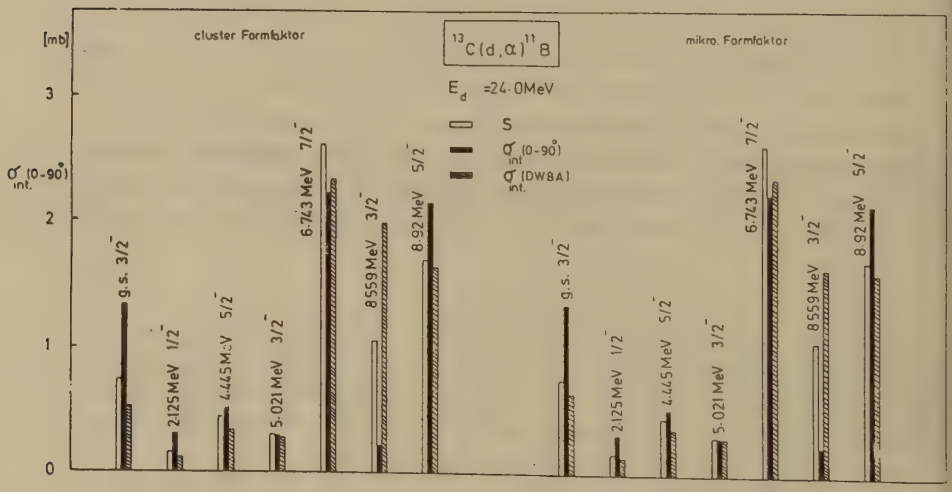


Fig. 44: Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$ mit den Ergebnissen der DWBA-Rechnungen und den normierten spektroskopischen Faktoren.

Zum Schluß sollen die gewonnenen Ergebnisse noch mit den Ergebnissen aus anderen Pickup-Reaktionen zum Restkern ^{11}B (bzw. zum Spiegelkern ^{11}C) verglichen werden. In Tabelle 29 werden die Wirkungsquerschnitte und die spektroskopischen Faktoren für die Reaktionen $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$, $^{13}C(p,^3He)^{11}B$ und $^{14}N(p,\alpha)^{11}C$ einander gegenübergestellt, in Fig. 45 sind die spektroskopischen Faktoren und die normierten Wirkungsquerschnitte für die drei Reaktionen aufgetragen. Die (p,α)-Daten sind der Arbeit von Hauser /76/ entnommen. Es zeigt sich, daß die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment für alle drei Reaktionen recht befriedigend ist.

Tabelle 29: Vergleich der (d,α)-, (p,^{3}He)- und (p,α)-Reaktion zum Restkern ^{11}B(^{11}C)

E_x (MeV)	J^π ; T	$^{13}C(d,\alpha)^{11}B$ E_d = 24 MeV $\sigma_{exp}(0\text{-}90^o)$ (μb)	S	$^{13}C(p,^3He)^{11}B$ E_p=45 MeV /15/ $\sigma_{exp}(0\text{-}90^o)$ (μb)	S	$^{14}N(p,\alpha)^{11}C$ E_x (MeV)	E_p = 45 MeV /76/ $\sigma_{exp}(0\text{-}90^o)$ (μb)	S
g.s.	$3/2^-;1/2$	1334	0.729	599	1.415	g.s.	626	0.432
2.125	$1/2^-;1/2$	308	0.154	117	0.247	2.00	385	0.188
4.445	$5/2^-;1/2$	527	0.437	122	0.619	4.32	603	0.314
5.021	$3/2^-;1/2$	299	0.298	106	0.321	4.80	388	0.196
6.743	$7/2^-;1/2$	2236	2.559	877	2.559	6.48	470	0.380
8.559	$3/2^-;1/2$	220	1.048	231	1.071	8.10	—	0.061
8.920	$5/2^-;1/2$	2154	1.682	274	1.694	8.43	986	0.805

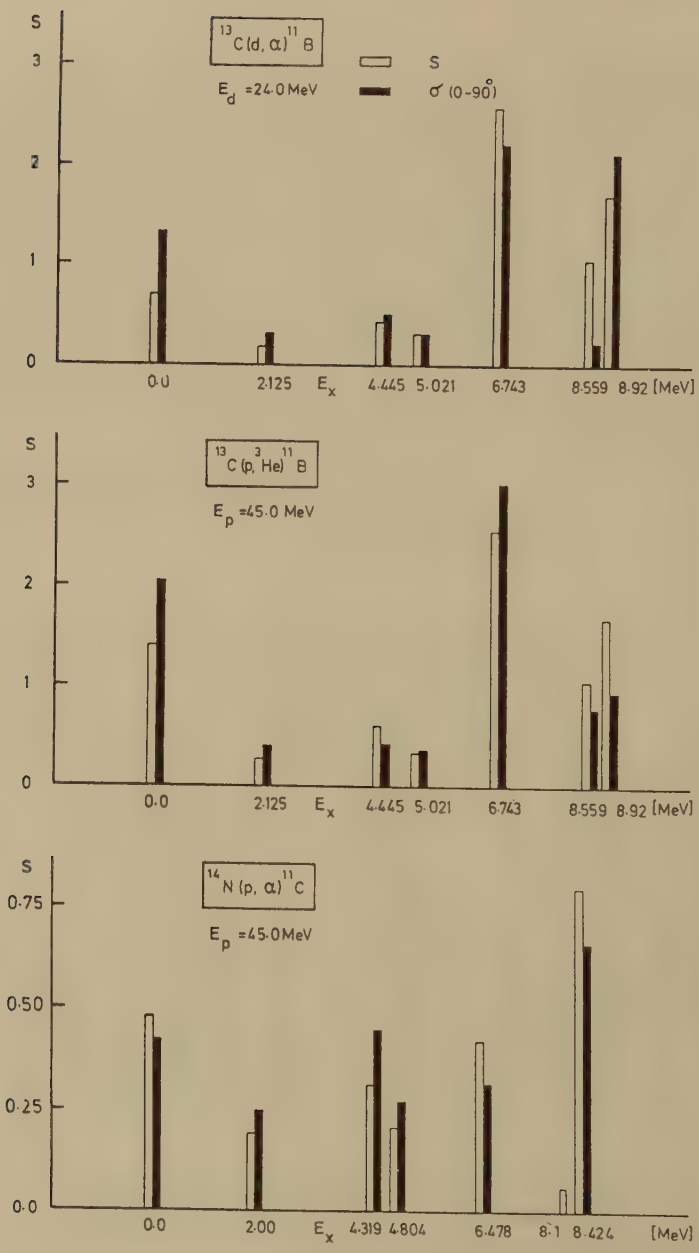


Fig. 45: Vergleich der spektroskopischen Faktoren für die Reaktionen $^{13}C(d,\alpha)\ ^{11}B$, $^{13}C(p,^3He)^{11}B$ und $^{14}N(p,\alpha)^{11}C$ mit den normierten experimentellen Wirkungsquerschnitten $\sigma_{int}(0\text{-}90^{\circ})$.

Zusammenfassung

Im Rahmen einer systematischen Analyse von Mehrteilchen-Transferreaktionen an leichten Kernen sind in der vorliegenden Arbeit die Zweiteilchen-Transferreaktionen vom Typ (d,α) am Kern ^{10}B bei E_d = 16 MeV und an den Kernen ^{11}B, ^{12}C und ^{13}C bei E_d = 24 MeV sowie die Dreiteilchen-Transferreaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ bei acht Einschußenergien zwischen 16 und 45 MeV untersucht worden. Die Messungen wurden am Isochron-Zyklotron des Instituts für Kernphysik der Kernforschungsanlage Jülich, am Isochron-Zyklotron des 1. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg und am Tandem-Beschleuniger des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg durchgeführt. Bei den mit einem Magnetspektrographen gewonnenen (d,α)-Spektren beträgt die Energieauflösung etwa 50 keV, bei den mit Halbleiterzähler-Teleskopen erhaltenen (p,α)-Spektren etwa 160 keV. Es wurden im Falle der Restkerne ^{10}B und ^{11}B Übergänge bis zu einer Anregungsenergie $E_x \approx 7.5$ bzw. ≈ 9.0 MeV, im Falle der Restkerne ^{8}Be und ^{9}Be Übergänge bis zu $E_x \approx 17$ bzw. 2.5 MeV ausgewertet. Die gewonnenen differentiellen und integrierten Wirkungsquerschnitte sind in Abschnitt III zusammen mit den bisher bekannten Daten dargestellt.

Unter der Annahme, daß die untersuchten Reaktionen als direkte Einstufen-Transferprozesse ablaufen, wurden die Messergebnisse im Rahmen der DWBA-Theorie in Nullreichweite-Näherung analysiert. Eine Darstellung der Theorie des Zwei- und Dreiteilchentransfers wird in Abschnitt IV gegeben. Die in den DWBA-Rechnungen verwendeten Parameter für die optischen Potentiale wurden der Literatur entnommen und teilweise durch Anpassung an die Winkelverteilungen der hier untersuchten Reaktionen leicht abgeändert. Im Falle der Reaktionen $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$ und $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ wurde für beide Reaktionen das gleiche α-Potential benutzt.

Es wurden mikroskopische und semimikroskopische Rechnungen durchgeführt. Bei den semimikroskopischen Rechnungen wurden die mikroskopisch oder in SU(3)-Näherung berechneten spektroskopi-

schen Amplituden zusammen mit einem Cluster-Formfaktor verwendet, im anderen Falle mit einem mikroskopisch berechneten Formfaktor. Da die Einteilchen-Potentiale der Literatur entnommen werden können, ist die mikroskopische Rechnung parameterfrei während bei den Clusterrechnungen die Geometrieparameter des Clusterpotentials frei gewählt werden können. In allen durchgeführten Rechnungen wurden die von Kurath et al. angegebenen Werte für die spektroskopischen Amplituden verwendet.

Der Vergleich zwischen den experimentellen und den berechneten Winkelverteilungen zeigt im allgemeinen für große Winkelbereiche gute Übereinstimmung. Insbesondere führen die bei den (d,α)-Reaktionen benutzten beiden Rechnungsarten (mikroskopische und semimikroskopische Rechnung) zu sehr ähnlichen Ergebnissen für die Winkelverteilungen, wenn in beiden Rechnungsarten dieselben optischen Potentiale und die gleichen spektroskopischen Amplituden benutzt werden. Das bedeutet, daß die Clusternäherung, die wesentlich weniger rechenintensiv ist, eine gute Näherung darstellt. Mikroskopische Rechnung und Clusterrechnung unterscheiden sich jedoch stark im Ergebnis für den Absolutwert: Während die Clusterrechnungen nahezu die richtige Größe der differentiellen Wirkungsquerschnitte ergeben, liegen die Werte bei den mikroskopischen Rechnungen etwa eine Größenordnung niedriger. Eine Erklärung für dieses Versagen der mikroskopischen Theorie ist bisher nicht bekannt.

Durch den Vergleich der gemessenen Übergangsstärken mit den von der Theorie gegebenen spektroskopischen Amplituden läßt sich eine Aussage über die Güte der diesen Amplituden zugrundeliegenden Schalenmodell-Wellenfunktionen gewinnen. Bei diesem Vergleich wurden nicht nur die Messdaten dieser Arbeit sondern auch die Ergebnisse aus (p,^{3}He)- und (p,α)-Reaktionen zum gleichen Restkern mit herangezogen. Es zeigt sich, daß die berechneten spektroskopischen Amplituden und die gemessenen Übergangsstärken für die unterschiedlichen Zwei- und Dreiteilchen-Transferübergänge im allgemeinen recht gut übereinstimmen, daß also der von Cohen und Kurath angegebene Satz

von Schalenmodell-Wellenfunktionen neben den Anregungsenergien auch die spektroskopischen Amplituden zufriedenstellend beschreibt.

Für den Restkern ^{10}B konnten für einige höher angeregte Zustände Aussagen über Spin, Parität und Isospin zum Teil neu gewonnen, zum Teil gesichert werden. Die in der $^{12}C(d,\alpha)^{10}B$-Reaktion gefundene starke Anregung von Zuständen negativer Parität und eines 4^+-Zustandes bei $E_x \approx 6$ MeV läßt sich bei einem direkten Einstufen-Prozess nicht verstehen wohl aber unter Annahme einer Anregung der Rotations- und Schwingungszustände des stark deformierten ^{12}C-Kernes durch inelastische Deuteronenstreuung im Eingangskanal.

Die DWBA-Analyse der Reaktion $^{13}C(p,\alpha)^{10}B$ zeigt, daß die Verwendung eines festn, energieunabhängigen optischen α-Potentials die Winkelverteilungen der Übergänge bis zu Anregungsenergien $E_x \approx 7.5$ MeV über einen großen Einschußenergiebereich hinweg gut beschreibt, daß aber die Energieabhängigkeit der integrierten Wirkungsquerschnitte falsch wiedergegeben wird. Während bei Einschußenergien $E_p > 25$ MeV die beobachteten Übergangsstärken durch die spektroskopischen Faktoren gut beschrieben werden, zeigt sich für Einschußenergien $E_p < 25$ MeV eine stärkere Proportionalität zu $2I + 1$, dem statistischen Spingewicht des entsprechenden Restkernzustandes. Dieses Verhalten ist für einen Compoundkernprozess charakteristisch. Das bedeutet, daß für diese Reaktion erst bei Einschußenergien $E_p > 25$ MeV (entsprechend $E_x \gtrsim 30$ MeV im Zwischenkern) der direkte Reaktionsmechanismus dominiert.

Danksagung

Herrn Prof. H. Krüger danke ich für die Unterstützung dieser Arbeit und für die Arbeitsmöglichkeit am Physikalischen Institut. Für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für die ständige Unterstützung und Beratung während ihrer Durchführung möchte ich Herrn Prof. G. Staudt an dieser Stelle herzlich danken. Mein Dank gilt auch allen Mitarbeitern seiner Arbeitsgruppe für die gute Zusammenarbeit, besonders Herrn Dr. T. Rohwer.

Herrn Prof. Dr. V. Klapdor, Herrn Dr. P. Turek und Herrn Prof. Dr. U. Strohbusch danke ich für die Hilfe bei den Messungen in Heidelberg, Jülich und Hamburg, den Mitarbeiterinnen des Scanner-Labors in Heidelberg für das sorgfältige Auszählen der Kernspurplatten. Herrn Dr. H. Oberhummer (Atominstitut Wien) möchte ich für wertvolle Diskussionen über die Theorie des Zweiteilchen-Transfers danken.

Dem Deutschen Akademischen Austauschdienst (DAAD) bin ich für das gewährte Stipendium sowie für die Finanzierung dieser Dissertation zu sehr großem Dank verpflichtet.

Literatur

/1/ N.K. Glendenning, Phys. Rev. 137 (1965) B102
/2/ I.S. Towner and J.C. Hardy, Adv. in Phys. 18 (1969) 401
/3/ W.R. Falk, Phys. Rev. C8 (1973) 1757;
W.R. Falk et al.,Nucl. Phys. A252 (1975) 452
/4/ H. Oberhummer, Il Nuovo Cimento 55A (1980) 253;
H. Oberhummer, et al., Nucl. Phys. in press
/5/ B.F. Bayman and A. Kallio, Phys. Rev. 156 (1967) 1121
/6/ P.A. Smith, Ph. D. thesis, Michigan State University 1978
/7/ B.F. Bayman et al.,Nucl. Phys. A318 (1979) 317
/8/ P.D. Kunz et al.,Nucl. Phys. A376 (1982) 401
/9/ J.W. Smits and R.H. Siemssen, Nucl. Phys. A261 (1976) 385;
J.W. Smits, Ph. D. thesis, University of Groningen 1977
/10/ M. Ichimura et al.,Nucl. Phys. A204 (1973) 225
/11/ J.B. Mc Grory, Phys. Lett. 47B (1973) 481
/12/ K.T. Hecht and D. Braunschweig, Nucl. Phys. A244 (1975) 365
/13/ K. van der Borg et al., Nucl. Phys. A273 (1976) 172;
C.R. Bingham et al., Nucl. Phys. A323 (1979) 26
/14/ W. Buck et al., Nucl. Phys. A398 (1983) 189
/15/ V. Rapp, Dissertation Tübingen 1982
/16/ S. Cohen and D. Kurath, Nucl. Phys. A141 (1970) 145
/17/ D. Kurath and D. J. Millener, Nucl. Phys. A238 (1975) 269
/18/ S. Cohen and D. Kurath, Nucl. Phys. 73, (1965) 1
/19/ C. P. Browne and W. W. Buechner, Rev. of Scient. Inst.
27 (1956) 899
/20/ L.H. Thomas, Phys. Rev. 54 (1938) 580
/21/ O. Aspelund et al.,Jahresbericht des IKP der KFA Jülich
1971, p. 7; p. 117
/22/ H. Hadamek et al., Jahresbericht des IKP der KFA Jülich
1974, p. 68
/23/ M. Bormann und R. Langkau, Jahresbericht des 1. Institut
für Experimentalphysik der Universität Hamburg 1969/1970,
p. 1
/24/ C. Abels et al., Jahresbericht des 1. Institut für Experi-
mentalphysik der Universität Hamburg 1969/1970, p. 19

/25/ C. Abels, Dissertation Universität Hamburg 1971
"Entwicklung und Bau einer großen Streukammer für
das Hamburger Isochron-Zyklotron"
/26/ C. Abels und C. Pegel, Nucl. Instr. & Math. 93 (1971) 409
/27/ A. Hamacher et al., Annual Report KFA Jülich 1973, 271
/28/ F.S. Goulding et al., Nucl. Inst. and Methods 31 (1964) 1
/29/ R.H. Pehl et al., Phys. Rev. 140, B605 (1965)
/30/ P. Guazzoni et al.,Phys. Rev. C4, 1092 (1971)
/31/ K. Scholl, Diplomarbeit Tübingen 1976;
H. Sauer, Diplomarbeit Tübingen 1979
/32/ D.L. Oberg et al.,Phys. Rev. C11 (1975) 410
/33/ F. Weng, Dissertation Tübingen 1979
/34/ S. Micheletti et al.,Phys. Rev. C11, 64 (1975)
/35/ T. Rohwer, Dissertation Tübingen 1980;
E. Flik, Zulassungsarbeit Tübingen 1982
/36/ F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A320 (1979) 1, A336 (1980)
/37/ N. Cindro et al.,Nucl. Phys. 24 (1961) 107
/38/ T. Yanabu et al., J. Phys. Soc. Japan 19 (1964) 1818
/39/ W. Buck, Dissertation Tübingen 1976;
W. Buck et al., Nucl. Phys. A297 (1978) 231
/40/ J.D. Cossairt et al.,Nucl. Phys. A287 (1977) 13
/41/ A. van der Woude and R.J. de Meijer, Nucl. Phys. A258
(1976) 199
/42/ F. Baldeweg et al., Nucl. Phys. 64 (1965) 55
/43/ F. Baldeweg et al., Nucl. Phys. 85 (1966) 171
/44/ T. Yanabu, J. Phys. Soc. Japan 16 (1961) 2118
/45/ T. Yanabu et al., J. Phys. Soc. Japan 18 (1963) 747
/46/ F. Pellegrini, Nucl. Phys. 24 (1961) 372
/47/ J. Jänecke et al., Phys. Rev. 175 (1968) 1301
/48/ J. Jänecke et al., Phys. Rev. C3 (1971) 79
/49/ C. Schmidt, Diplomarbeit Tübingen 1974;
G. Fetscher, Diplomarbeit Tübingen 1974
/50/ J.R. Curry et al.,Phys. Rev. 185 (1969) 1416
/51/ R. Klabes et al.,Nucl. Phys. A152 (1970) 232
/52/ T. Kammuri et al.,Phys. Lett. 90B (1980) 197
/53/ N.K. Glendenning, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 191;
Atomic Data and Nucl. Data Tables 16 (1975) 1

/54/ T.K. Lim, Phys. Rev. C7 (1973) 1288
/55/ I. Talmi, Helv. Phys. Acta 25, 185 (1952);
M. Moshinsky, Nucl. Phys. 13, 104 (1959);
YU.F. Smirnov, Nucl. Phys. 27, 177 (1961); 39, 346 (1962);
A. De Shalit and I. Talmi, Nucl. shell theory, p. 238,
Academic Press, 1963
/56/ A. Insolia et al., Z. Phys. A301 (1981) 209
/57/ T.A. Brody and M. Moshinsky, Tables of transformation
brackets, University of Mexico 1960; Gordon and Breach, 1967
/58/ M. Baranger and K.T.R. Davies, Nucl. Phys. 79, 403 (1966)
/59/ N.K. Glendenning, Phys. Rev. 156 (1967) 1344
/60/ D. Kurath and I.S. Towner, Nucl. Phys. A222 (1974) 1
/61/ P.A. Smith and R.J. Peterson, Nucl. Phys. A363 (1981) 287
/62/ J.A. Nolen, Jr., thesis, Princeton University 1965
/63/ W.R. Falk et al., Nucl. Phys. A334 (1980) 445
/64/ C.M. Perey and F.G. Perey, Atomic Data and Nuclear Data
Tables Vol. 17, Nr. 1,1 (1976)
/65/ H. Leeb, Universität Wien, Computer-Programm GOMFIL, 2.
Version (1980), unveröffentlicht
/66/ C.E. Busch et al., Nucl. Phys. A223, 183 (1974)
/67/ P. David et al., Nucl. Phys. A182, 234 (1972)
/68/ G. Perrin et al., Nucl. Phys. A193, 215 (1972)
/69/ P.D. Greaves et al., Nucl. Phys. A179, 1 (1972)
/70/ P.D. Kunz, Computercode DWUCK IV (Univ. Colorado, Boulder,
1978)
/71/ K. Bear and P.E. Hodgson, J. Phys. G4 (1978) L287;
P.E. Hodgson, Growth points in nuclear physics, Volume 3
Pergamon Press 1981
/72/ G.R. Satchler, Private Communication to P.E. Hodgson (1965)
/73/ K.I. Zaika et al., Soviet Journal of Nucl.Phys. Vol. 13,
Nr. 5, 533 (1971)
/74/ G.H. Herling et al., Phys. Rev. 178, 1551 (1969)
/75/ H.-J. Hauser, Diplomarbeit Tübingen 1981
/76/ H.-J. Hauser, Private Mitteilung
/77/ F. Hoyler et al., eingereicht in Phys. Rev.
/78/ M. Yasue et al., J. Phys. Soc. Japan 42 (1977) 367
/79/ W.W. True and E.K. Warburton, Nucl. Phys. 22 (1961) 426
/80/ L.W. Fagg et al., Phys. Rev. C14 (1976) 1727
/81/ T. Rohwer, Private Mitteilung

Lebenslauf

1.10.1947	Salah Embaby Soliman Abd el-kariem, Giza, Ägypten als Sohn des Embaby Soliman Abd el-kariem und seiner Ehefrau Saadia Mohammed Fachry
1956 - 1966	Schulausbildung in Giza
Oktober 1966	Beginn des Physikstudiums an der Fakultät für Naturwissenschaften der Universität Ain-Shams/ Kairo
Juni 1970	Physikabschlußprüfung in der Fakultät für Naturwissenschaften der Universität Ain-Shams/Kairo (Bachelor of Science)
Oktober 1970 - April 1977	Assistent an der Fakultät für Naturwissenschaften der Universität Ain-Shams/Kairo
Oktober 1970	Beginn der Magisterarbeit an der Fakultät für Naturwissenschaften der Universität Ain-Shams/ Kairo unter der Anleitung von Prof. Dr. F. A. El-Bedewi mit dem Titel "Magnetic analysis of particles emitted in some nuclear reactions"
Januar 1974	Abschluß "Degree of Master in Science", in Physik
April 1977 - September 1977	Deutsch-Sprachkurs am Goethe-Institut, Freiburg
Oktober 1977 - Juni 1979	Vorlesungen in Theoretischer und Angewandter Physik an der Universität Tübingen
Juni 1979	Beginn der vorliegenden Dissertation unter Anleitung von Prof. Dr. G. Staudt am Physikalischen Institut der Universität Tübingen

Meine akademischen Lehrer an der Ain-Shams Universität waren die Professoren und Dozenten:

B. Abd el-Hamied, K. Abd el-Kariem, S. Abd el-Salam, F. G. Badaar, D. A. Darwiesh, F. A. El-Bedewi, Y. M. El-Kourdy, Z. El-Miliegy, M. K. El-Moussly, K. El-Sayed, M. A. El-Sharkawy, A. H. Giergis, I. Giergis, A. Gnied, H. El-Hanafy, M.Y. Hassan, I. Ibrahiem, N. Masaak, F.I. Miechaiel

M. Miniasy, M. Moursy, A. H. Moussa,
F. S.Saaied, S. Tobia, M. I. Yossief.

Meine akademischen Lehrer an der Universität Tübingen waren die Professoren und Dozenten:

A. Fäßler, K.-H. Gaukler, H. Krüger,
G. Möllenstedt, H. Müther, H. Pfister,
R. Speidel, G. Staudt.

Sprint-Druck GmbH
7000 Stuttgart 30
Wiener Str. 117
Tel. 0711/81 26 69

Sprint-Druck GmbH
7000 Stuttgart 30
Wiener Str. 117
Tel. 0711/81 26 69